ФИЗИЧЕСКАЯ ЭНЦИКЛОПЕДИЯ

5

СТРОБОСКОПИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ — ЯРКОСТЬ

Главный редактор
А. М. ПРОХОРОВ

Редакционная коллегия:
Д. М. АЛЕКСЕЕВ,
А. М. БАЛДИН,
Л. М. БОНЧ-БРУЕВИЧ,
А. С. БОРОВИК-РОМАНОВ,
Б. К. ВАЙНШТЕЙН,
С. В. ВОНСОВСКИЙ,
А. В. ГАПОНОВ-ГРЕХОВ,
С. С. ГЕРШТЕЙН,
И. И. ГУРЕВИЧ,
А. А. ГУСЕВ
(зам. гл. редактора),
М. А. ЕЛЬЯШЕВИЧ,
М. Е. ЖАБОТИНСКИЙ,
Д. Н. ЗУБАРЕВ,
Б. Б. КАДОМЦЕВ,
Л. П. ПИТАЕВСКИЙ,
Ю. Г. РУДОЙ
(зам. гл. редактора),
И. С. ШАПИРО,
Д. В. ШИРКОВ

Москва
Научное издательство
«Большая Российская энциклопедия»
1998

С

СТРОБОСКОПИ́ЧЕСКИЕ ПРИБО́РЫ (от греч. stróbos — кружение, беспорядочное движение и skopéō — смотрю) — контрольно-измерит. устройства для наблюдения быстрых периодич. движений объектов, основанные на использовании *стробоскопического эффекта*. С. п. применяются для измерения частоты колебаний механич. и электронных систем, резонанса, числа оборотов механизмов, для изучения вибраций разл. тел и т. д. Принцип действия С. п. заключается в том, что совершающее периодич. движение тело освещается т. н. стробирующими импульсами света и делается видимым в отдельные, очень малые по сравнению с периодом колебаний тела промежутки времени. Если частота импульсов света f_1 совпадает с частотой колебат. движения тела f_2, то тело кажется остановившимся. При нек-ром различии частот тело представляется совершающим замедленное движение с частотой $f=f_2-f_1$.

Совр. С. п. подразделяют на механические или оптико-механические, электронные, электрооптические, лазерные и осциллографические. К механическим С. п. относятся приборы с механич. обтюраторами (прерывателями) света в виде дисков или полых барабанов со щелями, через к-рые наблюдают объект. Измеряя скорость вращения диска, при к-рой наблюдаемый объект кажется остановившимся, можно определить f_1. Такие приборы наз. стробоскопич. тахометрами. Гл. достоинство строботахометра — возможность измерения угл. скоростей вращения тел без контакта с объектом измерения, что, с одной стороны, позволяет измерять скорость видимых, но труднодоступных объектов, а с др. стороны — измерять скорость маломощных объектов без всякого тормозящего воздействия на них со стороны прибора. Диапазон измерения такими тахометрами 30—3000 рад/с.

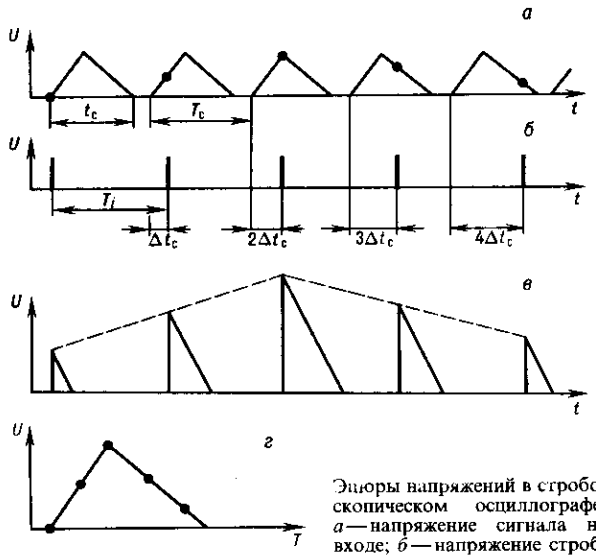
В электрооптических С. п. в качестве прерывателей света используют *оптические затворы*, к-рые обеспечивают высокую частоту (10^4—10^5 Гц) и большую скважность световых импульсов.

Наиб. совершенные промышленные С. п. — электронные, состоящие из задающего частоту импульсов генератора и управляемого источника световых импульсов (лазера или газоразрядной лампы), освещающего контролируемый объект с нанесёнными на него метками. Частота генератора и, следовательно, частота вспышек плавно регулируются изменением параметров электрич. цепи обычно в пределах от 2 до 2500 Гц.

Выпускаются С. п. спец. назначения: для создания световых эффектов в театре, регулирования угла зажигания в автомобильном двигателе, исследования движения голосовых связок и т. д.

Существуют С. п. с автоматизиров. обработкой результатов измерения — стробоскопич. тахометры с цифровым выходом, стробоскопич. осциллографы и др.

Стробоскопич. осциллограф представляет пример реализации электронного варианта С. п., в к-ром для анализа повторяющегося быстропротекающего электронного процесса роль светового импульса выполняет стробирующий электрич. импульс, а роль синтезатора стробоскопич. образа — не зрительный аппарат человека, а блок электронной обработки сигнала. Принцип работы стробоскопич. осциллографа пояснён эпюрами напряжений U (рис.). Измеряются мгновенные значения повторяющихся сигналов (*а*), поступающих на его вход, с помощью коротких стробимпульсов напряжения (*б*). Стробимпульсы автоматически сдвигаются во времени относительно сигнала при каждом его повторении и таким образом последовательно считывают его. В смесителе, куда поступают сигналы и стробимпульсы, происходят модуляция импульсов по амплитуде и одновременно их расширение (*в*). На выходе устройства образуется последовательность расширенных импульсов напряжения, огибающая к-рых повторяет форму сигнала. При этом каждый расширенный импульс несёт информацию о величине сигнала в данной точке. Эта последовательность импульсов в свою очередь циклично повторяется. Выделяя огибающую расширенных импуль-



Эпюры напряжений в стробоскопическом осциллографе: *а* — напряжение сигнала на входе; *б* — напряжение стробимпульсов; *в* — напряжение импульсов, модулированных сигналом и расширенных; *г* — изображение исследуемого импульса; *t* — время регистрации; *T* — время изображения.

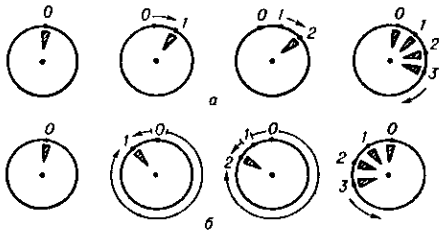
сов, можно получить аналоговый сигнал ($г$), к-рый идентичен по форме исследуемому, поступающему на вход осциллографа, но «растянут» во времени. Коэф. растяжения сигнала во времени оказывается равным отношению периода повторения стробимпульсов T_i к шагу считывания Δt_c.

Благодаря накапливанию сигнала во времени стробоскопич. осциллограф обладает высокой чувствительностью (единицы милливольт), а благодаря «вырезке» сигнала без помех узкими стробимпульсами из широкой полосы пропускания прибора (до 1 Гц) обеспечивает возможность анализировать переходные процессы в нано- и пикосекундном диапазоне ($10^{-9} \div 10^{-12}$ с) с малой погрешностью (1%) в большом динамич. диапазоне (10^{-3}—1 В). Этот стробоскопич. метод исследований широко применяется для измерения амплитуд и мгновенных значений наносекундных повторяющихся импульсов. На аналогичных принципах работают стробоскопич. детекторы и др. приборы.

Лит.: Богданов Ю. М., Приборы точной механики, М., 1960; Рябинин Ю. А., Стробоскопическое осциллографирование, 2 изд., М., 1972; Лассан В. Л., Измерение угловых скоростей, М., 1970; Рябинин Ю. А. [и др.], Исследование пикосекундных импульсов стробоскопическими осциллографами и устройствами, «Измерит. техника», 1984, № 1, с. 51. *А. Г. Валюс.*

СТРОБОСКОПИ́ЧЕСКИЙ ЭФФЕ́КТ — один из видов *иллюзий оптических*, заключающийся в слиянии в сознании зрителя в один образ отд. изображений неподвижного или движущегося предмета, наблюдаемых не непрерывно, а в течение ряда коротких и периодически следующих друг за другом интервалов времени. С. э. возникает, напр., при периодич. вспышках света в тёмном помещении или при периодич. открывании и закрывании вращающимся диском с прорезями проецируемой на экран картины. С. э. обусловлен т. н. инерцией зрения, т. е. сохранением в сознании наблюдателя зрительного образа в течение 0,1—0,2 с уже после того, как картина, вызвавшая этот образ, исчезнет. Если время между двумя последоват. наблюдениями предмета $<0{,}1$—$0{,}2$ с, то образы, вызванные отдельно каждым актом наблюдения, сливаются и наблюдение субъективно кажется непрерывным. При таком последоват. восприятии ряда стационарных положений объекта, отличающихся нек-рым изменением их формы или расположения, возникает впечатление движения объекта. При этом угл. сдвиг контуров объекта не должен превышать для наблюдателя 4°, чтобы движение воспринималось плавно непрерывным, без скачков.

Возможны два типа С. э. Первый возникает при прерывистом наблюдении произвольно движущихся тел. Этот тип С. э. используется в кинематографе и телевидении для воспроизведения движущихся изображений. Второй тип С. э. возникает при наблюдении объектов, совершающих периодич. или квазипериодич. движение. Иллюзия полной неподвижности вращающегося с частотой f_1 предмета, напр. колеса (рис.), возникает, если частота f_1 совпадает



с частотой моментов наблюдения (вспышек) f_2. Вращающаяся спица каждый раз освещается в одном и том же положении 0 и кажется неподвижной. Если же f_2 и f_1 не равны, но близки, то воспринимаемое кажущееся движение характеризуется частотой $f_2 - f_1$. На рис. ($а$) $f_2 < f_1$, т. е. время между вспышками больше периода оборота спицы и она успевает сделать целый оборот и ещё повернуться на небольшой угол. При каждой следующей вспышке спица будет казаться сдвинутой немного в направлении вращения последовательно в положения 1, 2, 3 и т. д., т. е. будет казаться медленно вращающейся в том же направлении. Если $f_2 > f_1$, то каждая последующая вспышка будет освещать спицу, когда она ещё не сделала полного оборота, т. е. последовательно в положениях 1, 2, 3 (рис., $б$), и она будет казаться медленно вращающейся в сторону, противоположную её реальному движению.

Приборы для реализации С. э. второго типа наз. стробоскопами. В совр. стробоскопах прерывистое освещение осуществляется с помощью импульсных ламп с регулируемой частотой вспышек. Второй тип С. э. хорошо наблюдается при движении объекта с периодич. структурой (вращающиеся диски, разделённые на сектора, колёса со спицами); его используют, напр., в индикаторах угл. скоростей.

Лит.: Кравков С. В., Глаз и его работа, 4 изд., М.—Л., 1950; Луизов А. В., Инерция зрения, М., 1961. *А. Г. Валюс.*

СТРО́НЦИЙ (Strontium), Sr,— хим. элемент II группы периодич. системы элементов, ат. номер 38, ат. масса 87,62, щёлочно-земельный металл. Природный С.— смесь стабильных ^{84}Sr, ^{86}Sr—^{88}Sr, в к-рой преобладает ^{88}Sr (82,58%), а меньше всего ^{84}Sr (0,56%). Конфигурация внеш. электронной оболочки $5s^2$. Энергии последоват. ионизации равны соответственно 5,695, 11,030, 42,884, 56,3, 71,6 эВ. Радиус атома С. 0,215 нм, радиус иона Sr^{2+} 0,120 нм. Значение электроотрицательности 0,99.

В свободном виде — мягкий золотисто-жёлтый металл. При темп-рах от комнатной до 248 °С устойчив α-Sr с кубич. гранецентриров. решёткой (параметр $a = 0{,}6085$ нм), при темп-рах 248—557 °С — β-Sr с гексагональной решёткой (параметры $a = 0{,}432$ нм и $c = 0{,}706$ нм), от 557 °С до $t_{пл} = 768$ °С — γ-Sr с кубич. объёмноцентриров. решёткой (параметр $a = 0{,}485$ нм). Плотность α-Sr 2,630 кг/дм^3, $t_{кип} = 1390$ °С, теплоёмкость $c_p = 26{,}81$ Дж/(моль·К), теплота плавления 8,38 кДж/моль, теплота сублимации 151,7 кДж/моль, теплота кипения 134 кДж/моль. Уд. электрич. сопротивление 0,20 мкОм·м (при 0 °С), термич. коэф. электрич. сопротивления $5{,}2 \cdot 10^{-3} K^{-1}$ (при 0—200 °С). Магн. восприимчивость $1{,}05 \cdot 10^{-9}$. Ср. термич. коэф. линейного расширения $2{,}3 \cdot 10^{-5} K^{-1}$. Модуль нормальной упругости 16,0 ГПа, модуль сдвига 6,08 ГПа, модуль объёмного сжатия 12,2 ГПа.

Химически высокоактивен, реагирует с кислородом и азотом воздуха, степень окисления в соединениях +2. По хим. свойствам аналогичен кальцию и барию.

Металлич. С. используют в качестве газопоглотителя в эл.-вакуумных приборах, его добавляют в алюминиевые и др. спец. сплавы. Фторид С.— люминофор, лазерный и оптич. материал. Добавка оксида С. (SrO) в стёкла улучшает их радиац. стойкость. Соли С. [нитрат С. $Sr(NO_3)_2$ и др.] применяют в пиротехнике для окрашивания пламени. При делении ядер U в ядерных реакторах и при взрывах ядерного оружия образуются значит. кол-ва β-радиоактивных нуклидов С.: ^{89}Sr ($T_{1/2} = 50{,}5$ сут) и ^{90}Sr ($T_{1/2} = 29{,}12$ года), к-рые представляют большую опасность для окружающей среды (особенно ^{90}Sr), т. к. длит. время находятся в поверхностном слое Земли и обладают высокой миграционной способностью. ^{90}Sr накапливается в костных тканях живых организмов, замещая Ca, что ведёт к хрупкости костей и др. вредным воздействиям на организм, поэтому актуальна проблема очистки от него сточных вод АЭС и др. *С. С. Бердоносов.*

СТРУКТУ́РНАЯ АМПЛИТУ́ДА — способность элементарной ячейки кристалла когерентно рассеивать рентг. излучение. Зависит от числа атомов в кристаллич. ячейке, их атомных факторов, длин и углов связей. То же, что *структурный фактор*.

СТРУКТУ́РНАЯ ФУ́НКЦИЯ в квантовой теории поля — функция инвариантных импульсных переменных, определяющих неупругое взаимодействие γ-кванта или $W^{\pm}$-, Z^0-бозонов с адронами. С. ф. входит в выражение для фурье-образа коррелятора двух векторных токов (эл.-магнитных или слабых) $j_\mu(x)$ в адронном состоянии ($\langle P|$) с 4-импульсом P:

$$W_{\mu\nu}(P,q)=\frac{1}{2}(2\pi)^2\int e^{iqx}<P|j_\mu\left(\frac{x}{2}\right)j_\nu\left(-\frac{x}{2}\right)|P>d^4x=$$

$$=\left(-g_{\mu\nu}+q_\mu q_\nu/q^2\right)F_1+\left(\frac{P_\mu}{(Pq)}-\frac{q_\mu}{q^2}\right)\left(\frac{P_\nu}{(Pq)}-\frac{q_\nu}{q^2}\right)F_2+$$

$$+i\varepsilon_{\mu\nu\alpha\beta}\frac{P_\alpha q_\beta}{2(Pq)}F_3. \qquad (*)$$

Здесь $g_{\mu\nu}$ — метрич. тензор, μ, $\nu=0$, 1, 2, 3, $F_{1,2,3}$ — С. ф., зависящие от $Q^2=-q^2$ (где q — нек-рый 4-импульс), отношения $x=Q^2/2(Pq)$ и квадрата массы адрона P^2, $\varepsilon_{\mu\nu\alpha\beta}$ — абсолютно антисимметричный тензор (принята система единиц $\hbar=c=1$). При этом F_2 и F_2-xF_1 определяют взаимодействие поперечно и продольно поляризованного виртуального γ-кванта, а F_3 — корреляцию аксиального и векторного токов. Коррелятор (*), а следовательно, и С. ф. входят в выражения для дифференц. сечения рассеяния лептонов на адронах (см., напр., *Глубоко неупругие процессы*) в низшем порядке по константе эл.-магнитного (или слабого) взаимодействия.

В пределе упругого рассеяния, когда $(P+q)^2=P^2$ (в этом случае q — 4-вектор передачи импульса от лептона адрону), С. ф. выражаются через квадраты *формфакторов* адрона и быстро падают с ростом Q^2. Для глубоко неупругого рассеяния в пределе больших $(P+q)^2$, $Q^2\gg P^2$, но фиксированном значении x (т. н. бьёркеновский предел) экспериментально установлено, что С. ф. слабо зависят от Q^2. В модели *партонов* С. ф. выражаются через распределение партонов в адроне по долям полного импульса адрона P. При этом роль доли импульса играет переменная x. Таким образом, С. ф. в этой модели не зависят от Q^2.

В ренормируемой квантовой теории поля зависимость С. ф. от Q^2 связана с динамич. *аномальными размерностями* локальных операторов в *операторном разложении* произведения токов в выражении (*). Это приводит к модификации партонной модели, к зависимости распределений партонов от квадрата передачи импульса Q^2, отходу от точечности партона и возможности неупругого взаимодействия партонов с лептонами. Все эти эффекты (в т. ч. и аномальные размерности) вычисляются в теории возмущений *квантовой хромодинамики* с эфф. зарядом $\alpha_s(Q^2)$.

Лит. см. при ст. *Глубоко неупругие процессы.* *А. В. Ефремов.*

СТРУКТУ́РНАЯ ФУ́НКЦИЯ случайного процесса $\{\xi_t,\ t\in T\}$ ($T\subseteq R^1$ — нек-рый конечный или бесконечный интервал) — *корреляция* $D(\tau_1,\tau_2)$ его приращений $\Delta_{\tau_1}\xi$ и $\Delta_{\tau_2}\xi$ на двух промежутках времени $\tau_1=(t_1,t_1')$, $\tau_2=(t_2,t_2')\subseteq T$, $t_i<t_i'$, $i=1,2$, где $\Delta_{\tau_i}\xi=\xi_{t_i'}-\xi_{t_i}$.
Таким образом,

$$D(\tau_1,\tau_2)=\langle(\Delta_{\tau_1}\xi-\langle\Delta_{\tau_1}\xi\rangle)(\Delta_{\tau_2}\xi-\langle\Delta_{\tau_2}\xi\rangle)\rangle=$$
$$=\langle\Delta_{\tau_1}\xi\cdot\Delta_{\tau_2}\xi\rangle-\langle\Delta_{\tau_1}\xi\rangle\cdot\langle\Delta_{\tau_2}\xi\rangle,$$

где $\langle\ldots\rangle$ означает среднее по распределению вероятностей процесса ξ_t.
Иногда С. ф. называют только дисперсию $D(\tau)$ приращений $\Delta_\tau\xi$:

$$D(\tau)\equiv D(\tau,\tau)=\langle(\Delta_\tau\xi-\langle\Delta_\tau\xi\rangle)^2\rangle$$

[по ф-ции $D(\tau)$ можно восстановить и полную С. ф. $D(\tau_1,\tau_2)$; см., напр., лит-ру].

В случае *случайного процесса со стационарными приращениями* $\{\xi_t,\ t\in R^1\}$ его С. ф. $D(\tau_1,\tau_2)$ не меняется при любом «сдвиге» промежутков τ_1, τ_2:

$$\tau_i\to\tau_i+s=(t_i+s,\ t_i'+s),\ i=1,2;\ s\in R^1.$$

Лит.: Гихман И. И., Скороход А. В., Введение в теорию случайных процессов, М., 1965. *Р. А. Минлос.*

СТРУКТУ́РНЫЕ ФА́ЗОВЫЕ ПЕРЕХО́ДЫ (конфигурационные фазовые переходы, полиморфные превращения) — фазовые переходы в кристаллич. твёрдых телах, состоящие в перестройке структуры этих тел за счёт изменения взаимного расположения отдельных атомов, ионов или их групп и приводящие обычно к изменению типа *симметрии кристалла*. С. ф. п. могут происходить при изменении одного или неск. термодинамич. параметров — темп-ры T, давления p, концентрации компонент (в случае *сплава* или *твёрдого раствора*) и др. Наиб. изучены С. ф. п. по темпре. Как правило, при понижении T до $T_к$ происходят С. ф. п. из кристаллич. структуры с более высокой симметрией в кристаллич. структуру с более низкой симметрией. При этом исходная и конечная кристаллич. модификации (фазы) могут резко отличаться по свойствам (см. *Полиморфизм*). С. ф. п. обычно сопровождаются изменением свойств твёрдого тела — упругих, электрических, магнитных и т. п. (см. *Сегнетоэлектрики*, *Сегнетоэластики* [2, 3]).

Если изменяется только точечная симметрия кристалла, то С. ф. п. наз. собственными, если изменяется трансляционная симметрия, — несобственными. Последние приводят к возникновению *сверхструктур*, как соизмеримых, так и несоизмеримых, а также *доменов* (ориентационных и трансляционных).

Для определения возможных для данной исходной структуры путей (каналов) перехода в др. структуры используется метод, основанный на теоретико-групповой классификации кристаллич. фаз [1].

Многие С. ф. п. сопровождаются изменением фононного спектра — появлением в нём т. н. мягкой моды, свидетельствующей о неустойчивости данной кристаллич. структуры; одна из оптич. ветвей спектра «смягчается», т. е. щель в ней резко уменьшается, а затухание колебаний резко растёт с приближением T к $T_к$ (см. *Колебания кристаллической решётки*).

Характерным для С. ф. п. является также появление в фононном спектре т. н. центрального пика — низкочастотной релаксац. моды малой ширины (по частоте) и высокой интенсивности, связанной с движением доменных стенок вблизи темп-ры перехода $T_к$.

Экспериментальные методы. Экспериментально С. ф. п. идентифицируются с помощью дифракц. методов — *рентгеновского структурного анализа* и *нейтронографии структурной* (по изменениям межатомных расстояний и объёма элементарной ячейки), по особенностям в поведении теплоёмкости $C(T)$ при $T=T_к$, а также по изменению скорости звука и упругих модулей решётки. Используются также резонансные методы, основанные на появлении мягкой моды и центр. пика, к-рые детектируются с помощью *комбинационного рассеяния света*, *Мандельштама — Бриллюэна рассеяния*, а также неупругого рассеяния нейтронов. Для С. ф. п. с участием магнитоактивных ионов применяются также электронный парамагн. резонанс (ЭПР), ядерный магн. резонанс (ЯМР), мёссбауэровская спектроскопия.

Изменение параметра порядка. Как и любые *фазовые переходы*, С. ф. п. сопровождаются изменением параметра порядка, к-рый характеризует координац. упорядочение в конденсиров. среде (см. *Дальний и ближний порядок*). Макроскопич. параметром порядка при описании С. ф. п. может служить изменение локальной плотности кристалла $\delta\rho(\boldsymbol{r})=\rho_2(\boldsymbol{r})-\rho_1(\boldsymbol{r})$ [индексы 1 и 2 соответствуют исходной и конечной фазам; точнее, следует говорить о наборе коэф. разложения $\delta\rho(\boldsymbol{r})$ по неприводимым представлениям исходной группы симметрии кристалла G]. При микроскопич. описании параметр порядка строится на векторах смещений атомов относительно их ср. положений (узлов кристаллич. решётки) в исходной фазе.

Среди всех возможных С. ф. п. различают С. ф. п. 2-го рода (типа смещения), при к-рых параметр порядка изменяется плавно и непрерывно, обращаясь в нуль при $T=T_к$, и С. ф. п. 1-го рода (типа порядок — беспорядок), когда параметр порядка испытывает скачок при $T=T_к$. С. ф. п. типа смещения более характерны для простых веществ, тогда как С. ф. п. типа порядок — беспорядок — для бинарных сплавов и твёрдых растворов. Примером С. ф. п. 2-го рода является упорядочение в β-латуни CuZn с ОЦК-структурой или в двухкомпонентных сплавах типа AB (AuCu, CoPt, FePd и др. с ГЦК-структурой). Во всех этих веществах выше $T_к$ заполнение всех узлов решётки

атомами типа A или B происходит равновероятно (вероятности $P_A=P_B$), что соответствует неупорядоченному состоянию. Ниже критич. темп-ры $P_A\neq P_B$, что соответствует упорядоченному состоянию. При этом возникает сверхструктура, характеризующаяся скалярным параметром порядка $|P_A-P_B|/(P_A+P_B)$ и волновым вектором $k\neq 0$ [4]. Аналогично может быть описано упорядочение в некрых фазах внедрения, напр. упорядоченное распределение водорода или дейтерия по междоузлиям Nb и Ta в гидридах Nb—H(D) и Ta—H(D).

Более сложный (трёхкомпонентный векторный) параметр порядка необходим для описания С. ф. п. типа смещения в сверхпроводящих *интерметаллических соединениях* Nb_3Sn и V_3Si (пространственная группа симметрии O_h^3), а также в HfV_2 и ZrV_2, находящихся в т. н. фазе Лавеса (пространственная группа симметрии O_h^7). В первом случае кристалл переходит из простой кубич. решётки в тетрагональную (изменение симметрии $O_h^3\to D_{4h}^9$), а во втором — в орторомбическую или ромбоэдрическую (изменение симметрии $O_h^7\to D_{2h}^{28}$ или D_{3d}^5). В обоих случаях элементарная ячейка сохраняется, т. е $k=0$. В сегнетоэлектриках $BaTiO_3$ и $SrTiO_3$ С. ф. п. происходят посредством смещения ионов относительно октаэдра O_6 или посредством поворота этого октаэдра.

Образование доменов. Особенностью С. ф. п. по темп-ре является образование доменов в кристалле при $T<T_к$. Поскольку температурное воздействие является скалярным, т. е. не имеет направленности (в отличие, напр., от воздействия механического), то в соответствии с *Кюри принципом* точечная симметрия кристалла не должна изменяться. Это и приводит к появлению доменной структуры (см. *Домены*). Симметрия в пределах каждого домена ниже симметрии исходного кристалла, однако расположение доменов определяется элементами симметрии, утраченными при переходе (в простейшем случае образуются т. н. антифазные домены). При образовании доменов в реальном кристалле существенны энергетич. факторы, граничные условия, дефекты и т. п. [5].

Каждый домен должен отличаться от остальных значением тензора деформации, описывающим спонтанную деформацию исходной элементарной ячейки. Внеш. давление снимает вырождение по энергии у доменов и делает энергетически выгодным один из них; при этом фазовая диаграмма кристалла становится более сложной. Напр., в тетрагонально деформированном кристалле при одноосном напряжении изменяется род фазового перехода со 2-го на 1-й и на фазовой диаграмме появляется *трикритическая точка*. Фазовые диаграммы С. ф. п., содержащие *поликритические точки*, характерны для многих кристаллов, напр. кристаллов типа перовскитов $KMnF_3$, $CsPbBr_3$ и кристаллов типа MnAs, допускающих неск. последовательных С. ф. п., а также *магнитные фазовые переходы*.

Количественное описание С. ф. п. даётся обычно на основе *Ландау теории* фазовых переходов с дальнейшими уточнениями (напр., учётом флуктуаций параметра порядка). Применяется также приближённое вычисление статистич. суммы кристалла, напр. при описании упорядочивающихся сплавов приближением Брэгга — Вильямса (см. *Среднего поля приближение*), Кирквуда и др. [6] (см. *Корреляционная функция*).

В основе микроскопич. описания С. ф. п. лежит простой квазиклассич. гамильтониан [6, 7], описывающий динамически неустойчивую решётку как набор связанных ангармонич. осцилляторов [6, 7]:

$$\mathscr{H}=\sum_l \frac{p_l^2}{2M}+\sum_l\left\{\frac{A}{2}u_l^2+\frac{B}{4}u_l^4\right\}+\frac{C}{2}\sum_{ll'}(u_l-u_{l'})^2.$$

Такой гамильтониан моделирует кристалл с 2 подрешётками, в к-ром атомы одной из них (жёстко фиксированной) создают характерный двухъямный потенциал для подвижных атомов др. подрешётки (см. рис.). Здесь u_l, p_l (в одномерном случае — скалярные величины) — смещение и импульс атома массы M, расположенного в l-м узле кристаллич. решётки; коэф. $A\neq 0$, B и $C>0$. Коэф. A характеризует модуль упругого сжатия, коэф. B — ангармонизм решётки, C — взаимодействие между атомами в соседних узлах l, l'.



Конфигурационная потенциальная энергия атомов «подвижной» подрешётки в поле атомов «неподвижной» подрешётки (одномерный случай).

В системе, описываемой гамильтонианом $\mathscr{H}$, при $T_к\neq 0$ происходит фазовый переход в упорядоченное состояние с конечным ср. смещением $\bar{u}_l\neq 0$. Возможны 2 предельных случая, соответствующие переходам типа смещения и типа порядок — беспорядок. Если при низких темп-рах все подвижные атомы расположены на дне левой потенциальной ямы, то с ростом T возможна реализация одного из двух случаев: в первом наиб. вероятное положение подвижных атомов соответствует вершине потенциального барьера (переход типа смещения), во втором — дну потенциальной ямы, в результате чего левая и правая ямы заполнены равновероятно (переход порядок — беспорядок). Параметром, различающим эти 2 случая, является отношение $\xi=\mathscr{E}_0/\mathscr{E}_c$, где $\mathscr{E}_0=A^2/4B$ характеризует глубину ямы (высоту барьера), $\mathscr{E}_c=4C|A|/B$ — энергию взаимодействия атомов в разл. ямах на соседних узлах (минимумы двухъямного потенциала соответствуют смещениям $\pm u_0=\pm\sqrt{|A|/B}$).

При $\xi\gg 1$, $A<0$ (предельный случай перехода порядок — беспорядок) каждый подвижный атом локализован вблизи дна ямы при всех T, кроме $T\gg T_к$. Т. о., в гармонич. приближении все колебания атомов вблизи высокотемпературного положения равновесия (вершины барьера) неустойчивы; в этом случае осн. динамич. процессы — прыжковые за счёт туннелирования атомов между соседними ямами в одном узле. Такая ситуация может быть описана с помощью эфф. *спинового гамильтониана* [2, 3], а при высоких темп-рах — моделью, соответствующей невзаимодействующим ангармонич. осцилляторам. При $\xi\ll 1$, $A>0$ (предельный случай перехода типа смещения) неустойчивой оказывается небольшая часть длинноволновых колебаний вблизи высокотемпературного положения равновесия; ниже $T_к$ происходит «замораживание» мягкой фононной моды. В одномерном случае гамильтониан допускает возможность точных решений ур-ний динамики, к-рые обнаруживают 2 типа элементарных возбуждений в системе: *фононы* с малой амплитудой колебаний и *солитоны* (доменные стенки) — с большой [6] (см. также *Точно решаемые модели* в статистич. физике).

Одномерный гамильтониан применим, напр., для описания упорядочения протонов в соединениях с водородными связями (KH_2PO_4, биополимеров и др.). Для реальных трёхмерных кристаллов следует учитывать анизотропию энергии межатомного взаимодействия U_c, обладающую не двумя, а бо́льшим числом локальных минимумов разл. глубины. Существен также учёт взаимодействия решётки с электронной подсистемой (особенно в металлах) и спиновой (в магнетиках) [6]. Напр., в фононном спектре нек-рых переходных металлов и сплавов возможно «смягчение» фононов с волновым вектором $2k_F$, где $\hbar k_F$ — импульс Ферми (коновская особенность). С др. стороны, *электрон-фононное взаимодействие* может приводить к т. н. пайерлсовской неустойчивости (см. *Пайерлса переход*) и связанному с ней С. ф. п. — спонтанному искажению решётки с волновым вектором $2k_F$. При этом в электронном спектре возникает щель (см. *Переход металл — диэлектрик*), а распределение заряда описывается *волной зарядовой плотности*. Аналогично сильное спин-решёточное взаимодействие в нек-рых сплавах переходных и редкоземельных металлов (гигантская *магнитострикция*) также приводит к С. ф. п.

Лит.: 1) Изюмов Ю. А., Сыромятников В. Н., Фазовые переходы и симметрия кристаллов, М., 1984; 2) Блинц Р., Жекш Б., Сегнетоэлектрики и антисегнетоэлектрики, пер. с англ., М., 1975; 3) Вакс В. Г., Введение в микроскопическую теорию сегнетоэлектриков, М., 1973; 4) Матвеева Н. М., Козлов Э. В., Упорядоченные фазы в металлических системах, М., 1989; 5) Жирифалько Л., Статистическая физика твердого тела, пер. с англ., М., 1975; 6) Брус А., Каули Р., Структурные фазовые переходы, пер. с англ., М., 1984; 7) Бётгер Х., Принципы динамической теории решетки, пер. с англ., М., 1986; 8) Толедано Ж.-К., Толедано П., Теория Ландау фазовых переходов, пер. с англ., М., 1994.

Ю. Г. Рудой.

СТРУКТУ́РНЫЙ АНА́ЛИЗ — определение строения вещества: атомного или молекулярного состава, пространств. расположения атомов, распределения электронной плотности и т. д. С. а. осуществляют дифракц. методами (т. е. с помощью *рентгеновского структурного анализа, нейтронографии, электронографии*), резонансными методами (ЯМР и ЭПР), разл. спектральными методами. Чаще всего полный С. а. невозможно осуществить одним из перечисленных методов; для полного исследования структуры используют не только сочетание неск. эксперим. методов, но и теоретические, расчётные (напр., квантовохимические) методы.

СТРУКТУ́РНЫЙ ФА́КТОР (структурная амплитуда) — величина, характеризующая способность одной элементарной ячейки кристалла когерентно рассеивать рентг. излучение в зависимости от числа N атомов в ячейке, их координат x_j, y_j, z_j и атомных факторов f_j. С. ф. тесно связан с фурье-компонентами *поляризуемости рентгеновской*.

С. ф. F_{hkl} определяется как сумма атомных факторов f_j с учётом имеющихся пространственных сдвигов фаз между волнами, рассеянными разными атомами ячейки:

$$F_{hkl}=\sum_{j=1}^{N} f_j \exp 2\pi i(hx_j+ky_j+lz_j)$$

($i=\sqrt{-1}$, h, k, l — индексы Миллера; см. *Индексы кристаллографические*). С. ф. связан с амплитудой рассеяния элементарной ячейки кристалла. В кинематич. приближении теории *дифракции рентгеновских лучей* интенсивность дифракц. отражения с индексами h, k, l

$$I_{hkl}\sim|F_{hkl}|^2.$$

В динамич. теории рассеяния характеристики дифракц. максимумов определяются величиной $|F_{hkl}|$. Отсюда следует, что по экспериментально определяемым I_{hkl} можно определить лишь модуль С. ф., для однозначного установления значения F_{hkl} необходимо, кроме того, решить т. н. фазовую проблему — найти фазы волн, рассеянных разными атомами ячейки. Эта задача решается методами *рентгеновского структурного анализа*.

С. ф. представляет собой фурье-образ распределения электронной плотности $\rho(x, y, z)$ в элементарной ячейке кристалла:

$$F_{hkl}=\int_{V_{эя}} \rho(x, y, z)\exp\{2\pi i(hx+ky+lz)\}\,dV,$$

где $V_{эя}$ — объём элементарной ячейки. Эта интегральная связь С. ф. с электронной плотностью лежит в основе методов рентг. структурного анализа. В зависимости от симметрии расположения атомов в элементарной кристаллич. ячейке в направлениях, разрешённых *Брэгга — Вульфа условием*, рассеянные атомами волны могут взаимно погашаться, так что интенсивность нек-рых максимумов обращается в нуль. По тому, какие именно дифракц. максимумы исчезли на рентгенограмме, можно (хотя и не всегда однозначно) определить пространств. группу *симметрии кристалла*.

Аналогичным образом вводят С. ф. в теории дифракции электронов и нейтронов, однако в этих случаях вместо $\rho(x, y, z)$ соответственно рассматривают распределение электростатич. потенциала и ядерной плотности в элементарной кристаллич. ячейке.

Лит. см. при ст. *Рентгеновский структурный анализ, Дифракция рентгеновских лучей, Электронография, Дифракция электронов, Нейтронография.*

А. В. Колпаков.

СТРУН ТЕО́РИЯ — раздел матем. физики, связанный с описанием разл. состояний (фаз) в теории поля. В основе С. т. лежит представление о том, что всевозможные модели теории поля могут рассматриваться как разл. состояния единой общей теории в «пространстве теорий». Собственно С. т. описывает подобным образом двумерные полевые модели. Обобщение этих представлений на многомерный случай известно как теория «p-бран» (струнам отвечает $p=1$, мембранам — $p=2$) и пока (1997) плохо разработано.

С. т. также имеет связь с теорией поля в пространствах с большим числом измерений в следующем смысле. Уравнения движения С. т. определяют выделенный класс моделей двумерной теории поля. Обычно считается, что они выделены тем, что обладают двумерной общекоординатной и даже *конформной инвариантностью*, т. е. являются двумерными конформными теориями. Нек-рые из таких моделей естественно возникают при описании движения релятивистских одномерных упругих протяжённых объектов в d-мерном (возможно, искривлённом) пространстве-времени, т. е. в теориях *струн релятивистских*, с чем и связано назв. «С. т.». (Двумерная модель возникает при описании струн в формализме первичного квантования как теория на мировой поверхности.)

Но большинство конформных моделей, рассматриваемых в совр. С. т., не допускает такой интерпретации, поэтому собственно релятивистские струны появляются лишь в нек-рых фазах С. т. Эти фазы тем не менее представляют особый интерес, поскольку в низкоэнергетич. и низкотемпературном пределе они сводятся к обычной теории гравитационных, калибровочных, спинорных и скалярных полей в d-мерном пространстве-времени со сложной топологией. В нек-рых фазах возможно значение $d=4$, а свойства указанных полей близки к свойствам известных элементарных частиц. Если такие фазы окажутся наиб. устойчивыми с точки зрения С. т., то она сможет послужить моделью объединения всех фундам. взаимодействий, объясняющей число измерений, симметрии и др. характеристики нашего мира. Наиб. известный подход к построению теории объединения на основе С. т. связан с т. н. *суперструнами*. Другие приложения С. т. имеются в теории адронов, теории фазовых переходов и др.

При построении С. т., как и любой квантовой теории поля, различают подходы первичного и вторичного квантования. В подходе вторичного квантования осн. объектами являются струнные поля — функционалы на пространстве петель (аналогично тому, как в обычной квантовой теории взаимодействующих частиц поля зависят от точки — положения частицы в данный момент времени, так и в С. т. следует рассматривать поля, зависящие от контура). Структура бесконечномерного пространства петель пока плохо изучена.

Все существенные результаты С. т. пока получены в формализме первичного квантования. В этом формализме рассматривается движение пробной струны во внеш. полях, возможно, созданных др. струнами. Амплитуда распространения пробной струны из нач. положения в конечное определяется взвешенной суммой по всем соединяющим их траекториям (мировым поверхностям). Веса в этой сумме зависят от внеш. полей. Если имеется только гравитац. поле, то веса равны экспонентам от площади мировой поверхности, измеренной во внеш. метрике. Пробная струна может распасться на две — такой процесс может быть сопоставлен гладкой поверхности типа «панталон». Указанное обстоятельство объясняет успех первичного квантования в С. т. — рассмотрение пробных струн не исключает рассмотрения взаимодействующих струн. Настоящая квантовая С. т., заданная функциональным интегралом по мировым поверхностям, требует более аккуратного определения «площади», поскольку в интеграле должны учитываться и сильно «измятые» поверхности. Подходящая переформулировка известна как «струна Полякова» и предполагает суммирование по мировым по-

верхностям и двумерным метрикам на них. Подход первичного квантования связывается С. т. с обыкновенной теорией поля на мировой поверхности.

Исследование динамики пробных струн (включая их взаимопревращения) в заданных внеш. полях доставляет существ. информацию о самих этих полях. Классич. решения ур-ния С. т. отождествляются с двумерными конформными моделями (заметим, что эти модели, а следовательно и С. т., используются также в теории фазовых переходов). Каждая конкретная конформная модель порождает отд. модель С. т. Известными примерами струнных моделей являются 16-мерная бозонная струна, 10-мерные суперструна NSR (струна Невё — Шварца — Рамона) и струна гетеротическая $E_8 \times E_8$, разл. модели 4-мерных струн, в т. ч. компактификации на разл. пространства Калаби — Яо, и т. д. Полные квантовые ур-ния движения С. т. и их решения, описывающие динамич. переходы между разл. струнными моделями, пока (1997) не известны.

После перехода к двумерным теориям поля отпадает необходимость рассматривать двумерную поверхность как вложенную в какое-то пространство-время большего числа измерений и интерпретировать её как мировую поверхность одномерной струны, движущейся в подобном пространстве. Более того, такая интерпретация невозможна для мн. конформных моделей, а значит, и для соответствующих струнных моделей. Если на основе С. т. строится квантовая гравитация, то включение подобных струнных моделей следует рассматривать как учёт сильных флуктуаций пространственно-временно́й структуры, нарушающих её непрерывность. В струнных моделях, допускающих существование непрерывного пространства-времени, связь пространственно-временны́х свойств с двумерными не исчерпывается соотношением между ур-ниями движения и конформной инвариантностью. Другими примерами являются связь пространственно-временно́й и 2-мерной суперсимметрии в формализме NSR, соотношение между групповой структурой в конформной теории и калибровочной инвариантностью Янга — Миллса в соответствующей струнной модели и др.

Одной из задач С. т. является исследование зависимости конформных моделей от топологии и геометрии двумерной поверхности. В теории «p-бран» изучается зависимость от геометрии пространства-времени размерности $p+1$ (обычной, «неструнной» квантовой гравитации соответствует $p=3$). При наличии конформной симметрии геометрия конформных моделей является по существу комплексной геометрией *расслоений* на *римановых поверхностях*. Удовлетворительно изучены модели, в к-рых эти расслоения являются линейными, соответствующий формализм в С. т. наз. формализмом бозонизации. Наиб. естественные с точки зрения комплексной геометрии струнные модели определены только на замкнутых римановых поверхностях — т. н. замкнутые струны. В этом случае сумма по топологиям — по родам (числам ручек) римановых поверхностей — легко интерпретируется как петлевое разложение во вторично-квантованной теории струн с кубич. взаимодействием. Поверхности с краем существенны в более широких моделях «открытых» струн. Унитарные модели взаимодействующих открытых струн обязательно включают в себя замкнутые.

С. т., как и др. теории поля, может быть ассоциирована с топологич. теорией поля. Это соотношение особенно содержательно для двумерных конформных моделей, т. к. соответствующие топологич. модели есть трёхмерные теории Черна — Саймонса, являющиеся наиб. простыми и интересными. Анализ таких моделей важен, в частности, для целей классификации конформных теорий (т. е. для перечисления всех классич. решений струнных ур-ний движения). Из геом. соображений следует, что ещё больший интерес представляют 4-мерные топологич. теории. Они связаны с 2-мерными интегрируемыми моделями и, возможно, др. состояниями в полном конфигурац. пространстве С. т.

Лит.: 1) Polyakov A., Gauge fields and strings-chur, L.— [a.o.], 1987; 2) Грин М., Шварц Дж., Виттен Э., Теория суперструн, пер. с англ., т. 1—2, М., 1990—91; 3) Книжник В., Многопетлевые амплитуды в теории квантовых струн и комплексная геометрия, «УФН», 1989, т. 159, в. 3, с. 401; 4) Казаков Д., Суперструны, или За пределами стандартных представлений, «УФН», 1986, т. 150, в. 4, с. 561; 5) Барбашов Б., Нестеренко В., Суперструны — новый подход к единой теории фундаментальных взаимодействий, там же, с. 489.

А. Ю. Морозов.

СТРУНА́ в акустике — тонкая, гибкая, сильно натянутая нить с равномерно распределённой по длине плотностью. Под это определение подходят как С. музыкальных инструментов, так и шнур, трос или резиновый жгут. С.— простейшая колебат. *система с распределёнными параметрами*. Малые поперечные смещения y точек С. от положения равновесия описываются волновым ур-нием

$$\frac{\partial^2 y}{\partial x^2} = \frac{\rho}{F}\frac{\partial^2 y}{\partial t^2}, \qquad (*)$$

где F — сила натяжения, t — время, x — координата вдоль С., ρ — линейная плотность струны. Согласно ур-нию (*), ускорение нек-рого элемента С. прямо пропорционально кривизне С. в области этого элемента. Решение ур-ния (*) может быть представлено в виде бегущих волн, расходящихся из точки возбуждения в разные стороны:

$$y = \frac{1}{2}\left[f(x-ct)+f(x+ct)\right],$$

где $c=\sqrt{F/\rho}$ — скорость распространения возмущения. В точках закрепления С. происходят отражения волн, причём условия отражения зависят от податливости опор. В случае абсолютно жёстких опор имеет место полное отражение и картина распределения смещений y повторяется через промежутки времени $2l/c$, где l — длина С., т. е. устанавливаются колебания с периодом $T=c/2l$. Наличие опор (граничные условия) определяет частоты возможных колебаний С. ω_n, к-рые кратны наинизшей (основной) частоте

$$\omega_1 = 2\pi/\tau, \text{ т. е. } \omega_n = n\omega_1,$$

$n=1, 2, 3...$ Конкретная картина колебаний С. определяется не только граничными условиями, но и способом возбуждения С.

При возбуждении в С. стоячих волн точки С. имеют разные амплитуды смещений, но движутся синхронно, прогибы всех точек одновременно достигают своих макс. и мин. значений. Произвольное возмущение закреплённой С. может быть представлено в виде суммы её собств. гармонич. колебаний с частотами ω_n и амплитудами смещений A_n. Наибольшая энергия колебаний приходится на осн. частоту ω_1, а с увеличением номера n энергия собств. колебаний падает и становится тем меньше, чем больше номер частоты. Соответственно струна излучает звук, характеризуемый осн. тоном и обертонами. Последние создают тональную окраску звука — тембр. Полная энергия колебания струны W определяется энергиями отд. собств. колебаний и равна

$$W = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{l\rho}{4}\omega_n^2 A_n^2.$$

Её можно представить как сумму энергий осцилляторов с массами, равными половине массы струны и совершающими колебания с частотами ω_n и амплитудами A_n.

При колебаниях С. в воздухе отдаваемая ею звуковая энергия невелика. Большая поверхность подставки, на к-рой закрепляется С., напр. дека музыкальных инструментов, обусловливает более эфф. излучение звуковой энергии. Специфику звучания струнному музыкальному инструменту придаёт способ возбуждения С. Так, при возбуждении С. ударом осн. тон насыщен обертонами, а при возбуждении С. щипком роль обертонов относительно невелика.

Лит.: Морз Ф., Колебания и звук, пер. с англ., М.— Л., 1949; Горелик Г. С., Колебания и волны, 2 изд., М., 1959; Скучик Е., Простые и сложные колебательные системы, пер. с англ., М., 1971.

С. В. Егерев.

СТРУНА́ РЕЛЯТИВИ́СТСКАЯ — теоретич. одномерно-протяжённый релятивистский объект, функционал действия к-рого пропорционален площади мировой поверхности, заметаемой им при движении в пространстве-времени. Введение такого объекта [1—3] первоначально было продиктовано изучением строения адронов и механизма их взаимодействия (см. *Струнные модели адронов*). Й. Намбу (Y. Nambu, 1970) и Т. Гото (T. Goto, 1971) показали, что С. р. является динамич. основой дуально-резонансных моделей в адронной физике [3—5] (см. *Дуальность*).

С. р. бывают бозонного и фермионного типов. Действие бозонной струны определяется следующим образом. Если $x^\mu(\tau, \sigma)$, $\mu=0, 1, 2, ..., D-1$,— параметрически заданные координаты мировой поверхности, заметаемой струной в плоском D-мерном пространстве-времени с сигнатурой метрики $(+, -, -, ...)$, то действие струны

$$S=-T\int_{\tau_1}^{\tau_2}d\tau\int_0^{\pi}d\sigma\sqrt{(\dot{x}x')^2-\dot{x}^2x'^2}. \qquad (*)$$

Здесь $\dot{x}=\partial x/\partial\tau\equiv\partial_\tau x$, $x'=\partial x/\partial\sigma\equiv\partial_\sigma x$, T — константа (натяжение струны), имеющая размерность квадрата массы $[M^2]$ (в системе единиц, в к-рой $c=\hbar=1$); параметр σ нумерует точки вдоль струны $0\leqslant\sigma\leqslant\pi$, $x'^2<0$, а τ — собств. время отд. точек струны, $\dot{x}^2>0$. Натяжение струны T задаёт характерную её длину, $L\sim T^{-1/2}$, а также масштаб спектра масс (собств. энергии) струны, $M^2\sim T$. В адронной физике $T^{-1}=2\pi\alpha'$, где α' — универсальный наклон реджевских траекторий, $\alpha'\sim 1$ ГэВ$^{-2}$ (см. *Редже полюсов метод*). В этом случае $L\sim 10^{-13}$ см. Действие (*) является прямым обобщением на одномерно-протяжённый объект действия для точечной частицы, к-рое пропорционально длине *мировой линии* частицы в пространстве Минковского. Струна может быть открытой, со свободными концами, или замкнутой. В первом случае натяжение на концах струны должно исчезать: $x'_\mu(\tau, 0)=x'_\mu(\tau, \pi)=0$. Во втором случае координаты струны должны быть периодич. ф-циями переменной σ: $x_\mu(\tau, \sigma)=x_\mu(\tau, \sigma+\pi)$. Рассмотрение процессов рассеяния открытых бозонных струн, динамика к-рых определяется экстремумом действия (*), позволяет воспроизвести дуальную амплитуду Венециано (G. Veneziano, 1968), динамика замкнутых бозонных струн приводит к дуальной амплитуде Шапиро — Вирасоро [3] (J. Schapiro, M. Virasoro, 1969). Квантовая теория простейшей бозонной струны (открытой или замкнутой) может быть построена стандартными методами только в том случае, если размерность пространства-времени D равна 26. При этом осн. состояние струны оказывается *тахионом*, т. е. состоянием с отрицательным квадратом массы: $M_0^2=-(\alpha')^{-1}$.

Помимо простейшей бозонной струны с действием (*) рассматриваются также спиновые, или фермионные, струны и *суперструны*. Эти струны обладают дополнит. фермионными степенями свободы, к-рые описывают распределённый вдоль струны спин. Фермионные струны были введены как динамич. основа дуально-резонансных моделей Невё — Шварца (A. Neveu, J. H. Schwarz, 1971) и Рамона (P. Ramond, 1971). Квантовая теория спиновых струн строится в 10-мерном пространстве-времени. Осн. состояние дуальной струны Невё — Шварца также тахионное. В спектре дуальной струны Рамона нет тахионных состояний, осн. состояние здесь безмассовое.

Делаются попытки создать на основе С. р. теорию, объединяющую все фундам. взаимодействия: сильное, электромагнитное, слабое и гравитационное [2, 6, 7]. Для этой цели вводят в рассмотрение суперструны с линейными размерами порядка *планковской длины* ($R_{Pl}\sim 10^{-33}$ см). Суперструна является определ. модификацией спиновой С. р. Число фермионных степеней свободы в суперструне равно числу бозонных степеней свободы (обычных координат струны), что и обеспечивает *суперсимметрию* в данной модели. Квантовая теория суперструны строится в 10-мерном пространстве-времени. Благодаря суперсимметрии в её спектре нет тахионных состояний. Осн. состояние суперструны образует безмассовый супермультиплет, к-рый должен содержать все элементарные частицы, наблюдаемые экспериментально. Масштабом шкалы масс служит натяжение суперструны, $\sqrt{T}\sim 10^{19}$ ГэВ. Предполагается, что из-за ряда причин, детальный механизм к-рых ещё не вполне ясен, в теории взаимодействующих суперструн происходит компактификация 6 измерений до планковских размеров. На расстояниях, превышающих R_{Pl}, т. е. при энергиях, значительно меньших 10^{19} ГэВ, теория суперструн переходит в теорию *калибровочного поля* с фиксиров. группой *внутренних симметрий*, т. е. в определ. вариант моделей *великого объединения*. Теория суперструн (в простейшем варианте) допускает группы калибровочных симметрий $SO(32)$ и $E_8\times E_8$. Кроме этого, для геометрии пространства-времени суперструнный подход даёт эйнштейновскую теорию гравитации (см. *Тяготение*).

Модель С. р. применяется и в космологии. Здесь рассматриваются т. н. космические струны [1, 2]. В процессе расширения Вселенной и понижения её темп-ры происходят последоват. фазовые переходы, понижающие симметрию соответствующего квантовополевого лагранжиана. Оказывается, что при понижении темп-ры ниже темп-ры фазового перехода фаза с более высокой симметрией не исчезает полностью, а может существовать в виде отд. точек (монополей) или одномерных объектов (космич. струн) или же в форме двумерных «доменных» стенок. Исследования показывают, что именно космич. струны могли генерировать неоднородности в распределении материи в ранней Вселенной, к-рые привели в конечном счёте к образованию галактик (Я. Б. Зельдович, 1980).

Лит.: 1) Барбашов Б. М., Нестеренко В. В., Модель релятивистской струны в физике адронов, М., 1987; их же, Introduction to the relativistic string theory, World Scientific, Singapore, 1990; 2) Нестеренко В. В., Релятивистские струны: от мыльных пленок к объединению фундаментальных взаимодействий, «Природа», 1986, № 11, с. 12; 3) Scherk J. H., An introduction to the theory of dual models and strings, «Rev. Mod. Phys.», 1975, v. 47, № 1, p. 123; 4) Шелест В. П., Зиновьев Г. М., Миранский В. А., Модели сильновзаимодействующих элементарных частиц, т. 2 — Дуальные модели, М., 1976; 5) Frampton P. H., Dual resonance models and superstrings, World Scientific, Singapore, 1986; 6) Барбашов Б. М., Нестеренко В. В., Суперструны — новый подход к единой теории фундаментальных взаимодействий, «УФН», 1986, т. 150, в. 4, с. 489; 7) Грин М., Шварц Дж., Виттен Э., Теория суперструн, т. 1, 2, пер. с англ., М., 1990.

Б. М. Барбашов, В. В. Нестеренко.

СТРУ́ННЫЕ МОДЕ́ЛИ АДРО́НОВ — составные *кварковые модели* адронов, в к-рых кварки внутри адронов считаются связанными посредством релятивистских струн (см. *Струна релятивистская*). С. м. а. находят качественное обоснование в рамках *квантовой хромодинамики*. Весьма вероятно, что при расстояниях между кварками, приближающихся к размеру адронов ($\sim 10^{-13}$ см), энергетически более выгодными оказываются такие конфигурации глюонных полей, когда поля не заполняют всё пространство (как в электродинамике), а концентрируются вдоль линий, соединяющих кварки. Бесконечно тонкую трубку глюонного поля моделирует релятивистская струна [1, 2].

Энергия релятивистской струны пропорциональна её длине L, следовательно, квадрат массы струны $M^2\sim L^2$. Угловой момент вращающейся струны, имеющей форму прямолинейного отрезка, пропорционален L^2. Таким образом, С. м. а. дают линейную зависимость между спином J адронного состояния и квадратом его массы M^2, т. е. они приводят к линейным траекториям Редже: $J\sim\alpha' M^2$, где $\alpha'\approx 1$ ГэВ$^{-2}$ — универс. наклон траекторий Редже (см. *Редже полюсов метод*). Релятивистская струна, связывающая кварк и антикварк, генерирует линейно растущий с расстоянием потенциал [3]. Такой потенциал позволяет описать удержание кварков в адронах (см. *Удержание цвета*). Разрыв струн не приводит к появлению свободных кварков, т. к. на вновь образовавшихся концах струны рождается пара кварк-антикварк. В результате кварки снова оказываются связанными.

С. м. а. применяются не только в адронной спектроскопии [4, 5], но и при описании *множественных процессов*,

напр. модель фрагментации струн, развиваемая в Лундском университете (Швеция) [6, 7].

В определ. смысле дуальные модели адронов (см. *Дуальность*) можно также рассматривать как струнные модели, учитывая, что их динамич. основой является релятивистская струна. Однако недостатки этих моделей, такие как появление безмассовых и тахионных (с мнимой массой) состояний, к-рым нет аналогов в спектре адронов, нефиз. размерность D пространства-времени ($D=26$ или $D=10$) и проблема с выполнением *унитарности условия*, не позволяют считать эти модели вполне реалистическими (см. *Струн теория*).

Лит.: 1) Намбу Й., Почему нет свободных кварков, пер. с англ., «УФН», 1978, т. 124, в. 1, с. 147; 2) Wilson K. G., Confinement of quarks, «Phys. Rev.», 1974, v. D10, № 8, p. 2445; 3) Нестеренко В. В., Расчет статического межкваркового потенциала в струнной модели во времениподобной калибровке, «ТМФ», 1987, т. 71, № 2, с. 238; 4) Кобзарев И. Ю. и др., Спин-орбитальная связь в модели струны, «Ядерная физика», 1986, т. 44, в. 2, с. 475; 5) Artru X., Classical string phenomenology. How strings work, «Phys. Repts», 1983, v. 97C, № 2—3, p. 147; 6) Волковицкий П. Э., Модель фрагментации струн Лундского университета, в сб.: Элементарные частицы, 12 школа физики ИТЭФ, в. 4, с. 68, М., 1986; 7) Andersson B. et. al. Parton-fragmentation and string dynamics, «Phys. Repts», 1983, v. 97C, № 2—3, p. 33.

Б. М. Барбашов, В. В. Нестеренко.

СТРУ́НЫ ГЕТЕРОТИ́ЧЕСКИЕ — модели *струн теории*, в к-рых левые и правые степени свободы на мировой поверхности принадлежат разл. конформным теориям [1]. Возможность такого синтеза во всех порядках струнной теории возмущений основана на обобщённой форме теоремы Белавина — Книжника [2]. Построение моделей С. г. требует корректного учёта всех возможных аномалий. С. г. являются основой построения реалистич. струнных моделей объединения взаимодействий элементарных частиц. См. также *Суперструны*.

Лит.: 1) Gross D. [a. o.], Heterotic string theory 1—2, «Nucl. Phys.», 1985, v. B 256, p. 253; 1986, v. B 267, p. 75; 2) Книжник В., Многопетлевые амплитуды в теории квантовых струн и комплексная геометрия, «УФН», 1989, т. 159, в. 3, с. 401. *М. В. Терентьев.*

СТРУ́ХАЛЯ ЧИСЛО́ (Строугаля число; по имени чешского физика V. Strouhal) — *подобия критерий* нестационарных движений жидкостей и газов. Характеризует сходственные гидродинамич. явления в нестационарных режимах течения: $Sh=l/vt=\omega l/v$, где l, v — характерные линейный размер и скорость течения, t — характерный для нестационарного движения промежуток времени, ω — частота рассматриваемого процесса. С. ч. можно представить в виде отношения частоты ω к нек-рой характерной частоте $\omega_0=v/l$, вычисленной по характерным скорости и длине, тогда $Sh=\omega/\omega_0$. Напр., если за характерную скорость принять скорость распространения звука в жидкой или газообразной среде, то ω_0 — частота распространения звуковых волн на отрезке длиной l.

При расчёте колебаний упругих тел в потоках жидкостей или газов (напр., колебаний крыла самолёта, перископа подводной лодки, автоколебаний телеграфных проводов, фабричных труб), а также пульсаций давления в зонах отрыва потока (напр., пульсаций давления за плохо обтекаемым телом, на днище ракеты) пользуются эмпирич. законом постоянства С. ч.: $Sh\approx 0{,}2$—$0{,}3$, к-рый выполняется в широком диапазоне изменения *Рейнольдса числа*.

Аналогичный критерий $Ho=vt/l=Sh^{-1}$ в механических, тепловых и электромагн. процессах наз. критерием гомохронности. С. ч. — частный вид критерия гомохронности, применяемый в гидроаэромеханике. В критерии магнитодинамической $Ho_м$ и электромагнитной $Ho_{эл}$ гомохронности вместо скорости v входят комбинации электрич. и магн. величин (электрич. проводимость среды σ, её магн. проницаемость μ, напряжённость электрич. поля E и магн. индукция B): $Ho_м=t/\sigma\mu l^2$, $Ho_{эм}=Et/Bl$.

С. Л. Вишневецкий.

СТРУЯ — форма течения жидкости, при к-рой жидкость (газ) течёт в окружающем пространстве, заполненном жидкостью (газом) с отличающимися от С. параметрами (скоростью, темп-рой, плотностью, составом и т. п.). В приближённой модели течения идеальной жидкости граница С. является поверхностью тангенциального разрыва и вещество С. не смешивается с веществом окружающего пространства. В реальных течениях ввиду неустойчивости тангенциального разрыва между С. и окружающим её внеш. пространством возникает слой вязкого перемешивания, в к-ром все рассмотренные параметры течения изменяются непрерывно от соответствующих С. до соответствующих внеш. пространству. Струйные течения чрезвычайно распространены и разнообразны (это и С., вытекающая из сопла ракетного двигателя, эжектора, форсунки и др., и струйное течение в атмосфере); их классифицируют по наиб. существ. признакам.

Большое практич. значение имеют С., вытекающие из сопла или отверстия в стенке сосуда. В зависимости от формы поперечного сечения отверстия (сопла) могут быть круглые, квадратные, плоские С., а в зависимости от направления скорости течения на срезе сопла различают осевые, веерные и закрученные С.

В соответствии с характеристиками веществ рассматривают С. капельной жидкости, газа, плазмы. В особый класс выделяются двухфазные С., напр. газовые, содержащие жидкие или твёрдые частицы, или С. жидкости, заполненные пузырьками газа. Для С. сжимаемых газов существенным является отношение скорости газа v_c на срезе сопла к скорости распространения звуковых волн a, т. е. *Маха числу*: $M=v_c/a$. В зависимости от значения M различают С. дозвуковые ($M<1$) и сверхзвуковые ($M>1$). Аналогичная классификация в зависимости от числа M проводится и для скорости среды, в к-рую вытекает С.

В зависимости от направления скорости течения газа (жидкости) в окружающей среде различают С., вытекающие в спутный (направленный в ту же сторону), встречный и сносящий потоки (напр., С. жидкости, вытекающая из трубы в реку и направленная соответственно по течению, против течения и под углом к скорости течения реки). Если состав жидкости (газа) в С. и окружающей её неподвижной среде идентичен, С. наз. затопленной (напр., С. воздуха, вытекающая в неподвижную атмосферу). С. наз. свободной, если она вытекает в среду, не имеющую ограничивающих поверхностей, полуограниченной, если она течёт вдоль плоской стенки, стеснённой, если вытекает в среду, ограниченную твёрдыми стенками (напр., С., вытекающая в трубу большего диаметра, чем диаметр сопла).

В соответствии с физ. особенностями веществ С. и внеш. среды различают С. смешивающиеся (С. газа, вытекающая в воздух) и несмешивающиеся (С. воды, вытекающая в атмосферу). Поверхность несмешивающейся С. неустойчива, и на нек-ром расстоянии от среза сопла С. распадается на капли. Дальнобойность такой С. — расстояние, на к-ром она сохраняется монолитной, — зависит от физ. свойств её вещества, кинетич. энергии и уровня начальных возмущений в сопле.

В случае, когда вещество С. способно смешиваться с веществом внеш. среды, на её поверхности образуется область вязкого перемешивания — струйный пограничный слой. В зависимости от режима течения в этом слое различают С. ламинарные и турбулентные. Так, С., вытекающая из сопла реактивного двигателя летящего самолёта, — пример турбулентной сверхзвуковой С., вытекающей в спутный поток, к-рый в зависимости от скорости полёта самолёта может быть дозвуковым или сверхзвуковым.

В дозвуковой турбулентной С. статич. давление в любой точке С. почти постоянно и близко к давлению в окружающем пространстве. Такие С., называемые изобарическими, широко распространены. На срезе сопла спутной изобарич. С. (сечение *аа*, рис. 1) скорость течения v_c отличается от скорости спутного потока v_a. На границе С. и внеш. потока образуется слой вязкого перемешивания B, состоящий из газа С. и смешивающегося с ней газа внеш. среды. Расход газа в С., ограниченной размером b, по мере удаления от среза сопла монотонно увеличивается за счёт подсасываемого из внеш. пространства газа, но

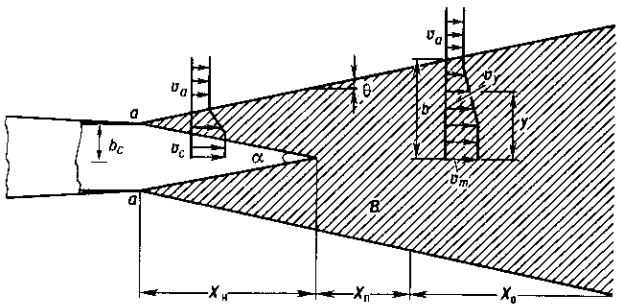


Рис. 1. Спутная изобарическая струя газа: b_c — полуширина или радиус сопла; b — полуширина или радиус струи; α — угол наклона внутренней границы начального участка; θ — угол расширения внешней границы струи.

суммарное количество движения, определённое по избыточной скорости, остаётся неизменным.

В нач. участке С. при $x<x_н$ расширяющийся слой перемешивания ещё не достигает оси течения; скорость v_c вблизи оси постоянна и равна скорости на срезе сопла. В переходном участке С. ($x_н<x<x_н+x_п$) вязкое перемешивание распространяется на весь объём С., скорость течения на оси уменьшается, но профили скоростей ещё продолжают изменяться. В осн. участке С. ($x>x_н+x_п$) скорость течения на оси уменьшается, профили относит. скорости $\Delta v/\Delta v_m=f(y/b)$ становятся неизменными (автомодельными; см. *Автомодельное течение*) ($\Delta v=v_y-v_a$, $\Delta v_m=v_m-v_a$ — избыточные скорости в рассматриваемой точке течения на расстоянии y от оси С. и на оси). Аналогично профилю скорости ведут себя профили избыточных темп-ры и концентрации в осн. участке С.; все они связаны зависимостью:

$$\frac{\Delta v}{\Delta v_m}=\left(\frac{\Delta T}{\Delta T_m}\right)^{1/Pr}=\left(\frac{\Delta \varkappa}{\Delta \varkappa_m}\right)^{1/Pr}=f\left(\frac{y}{b}\right),$$

где $\Delta T=T-T_a$, $\Delta T_m=T_m-T_a$, $\Delta \varkappa=\varkappa-\varkappa_a$, $\Delta \varkappa_m=\varkappa_m-\varkappa_a$ — соответствующие значения избыточных темп-ры T и концентрации $\varkappa$, Pr — *Прандтля число*, для осесимметричных газовых С. $Pr=0{,}75$—$0{,}8$. Углы расширения границ слоя перемешивания С. α и θ различны для полей скорости, темп-ры и концентрации. Для турбулентных С. сжимаемого газа углы α и θ тем больше, чем больше отличается от 1 спутность потока $m=v_a/v_c$, чем меньше число M_c на срезе сопла и чем меньше отношение полной энтальпии H_a течения внеш. газа к полной энтальпии H_c газа С.: $\bar{H}=H_a/H_c$. Кроме того, толщина С. в осн. участке (как и толщина пограничного слоя в начальном), т. е. углы θ и α, существенно увеличиваются при увеличении ср. значения *турбулентности* потока $|\bar{v}'|/|\bar{u}|$, где $\bar{v}'$ — ср. величина поперечной пульсации скорости, а $\bar{u}$ — ср. величина скорости в С. Таким образом, течение в изобарич. турбулентной спутной С. в осн. определяется безразмерными числами Маха M, Прандтля Pr, спутности течения m, относит. энтальпии $\bar{H}$ и турбулентности течения $|\bar{v}'|/|\bar{u}|$.

Схема течения в изобарической, т. н. расчётной, сверхзвуковой спутной С. такая же, как для дозвуковой (рис. 1). Скорость течения на оси изобарич. С. постоянна в пределах начального (изоэнтропического) участка течения $x\leqslant x_н$, а в дальнейшем монотонно изменяется, стремясь к значению скорости в окружающем пространстве. В осн. участке затопленной С. $x>x_н+x_п$ скорость на оси изменяется по закону $1/\bar{x}$ для осесимметричных С. и по закону $1/\sqrt{\bar{x}}$ для плоских ($\bar{x}=x/b_c$ — безразмерное расстояние от среза сопла). Независимо от формы поперечного сечения С. на срезе сопла, начиная с нек-рого расстояния $\bar{x}$, в осн. участке С. становится круглой.

В случае, когда давление p_c в сверхзвуковой С. на срезе сопла отличается от давления p_a в окружающей атмосфере ($p_c\gtrless p_a$), С. наз. нерасчётной и к числу параметров, характеризующих течение в С., добавляется нерасчётность истечения $n=p_c/p_a$, определяющая картину ударных волн в С. и во внеш. пространстве. Примером такого течения является С., вытекающая из сопла вертикально стартующей ракеты. Для неё условие $n=1$ будет иметь место только в одной точке траектории. Осесимметричная нерасчётная С. (рис. 2), вышедшая из сечения $a-a$ сопла расширяется в веере волн разрежения, к-рые отражаются от границы С. в форме волн сжатия, огибающей к-рых является «висячая» ударная волна *1*. Осесимметричная волна *1* отражается вблизи оси в области *3*, причём в зависимости от режима течения, определяемого нерасчётностью n и отношением чисел M_c/M_a, отражение может быть простым или «маховским», когда вблизи оси течения имеет место прямая ударная волна, за к-рой скорость газа становится дозвуковой. Отражённые ударные волны *2* пересекают внеш. границу течения, при этом возникают ударные волны *4* во внеш. сверхзвуковом потоке и отражённая волна внутри С. (на рис. 2 не показана). Начальный газодинамич. участок С. $x_{нг}$ от среза сопла до сечения, в к-ром отражённая ударная волна пересекает границу С., наз. первой «бочкой». Вязкий слой перемешивания B, постепенно нарастая, достигает оси течения на расстоянии $x_{нв}$, к-рое наз. нач. участком вязкого течения. Далее следуют участки переходного $x_п$ и осн. x_0 течений, в к-рых условия течения близки к соответствующим течению в осн. участке изобарич. С. В спутном потоке, обтекающем нач. участок С., возникает ударная волна *5* и давление на внеш. поверхности первой «бочки» становится монотонно убывающим.

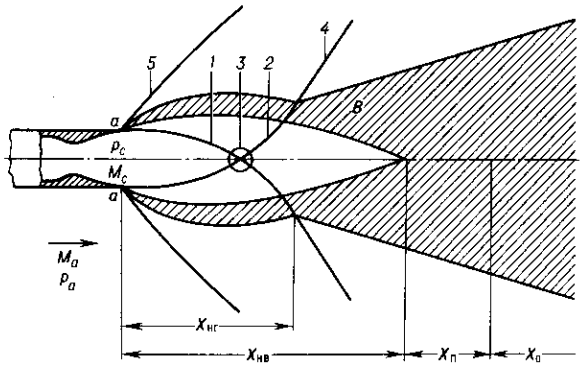


Рис. 2. Сверхзвуковая нерасчётная струя в сверхзвуковом спутном потоке.

В реальной нерасчётной С. (рис. 3) в результате отражения ударных волн наблюдается неск. «бочек», к-рые заполняют всю длину невязкого течения вблизи оси С. на участ-



Рис. 3. Теневая фотография осесимметричной сверхзвуковой нерасчётной затопленной струи: *1* — висячая ударная волна; *2* — отражённые ударные волны; *3* — область отражения ударных волн.

ке $x_{нв}$, а иногда выходят за её пределы. В большинстве расчётных методик обычно рассматривают только первую «бочку», поскольку она содержит наиб. интенсивные ударные волны, а дальнейшее течение считают изобарическим.

Своеобразная картина течения возникает при истечении сверхзвуковой С. большой нерасчётности в сверхзвуковой встречный поток (рис. 4 и 5). Рассматривая движение от-

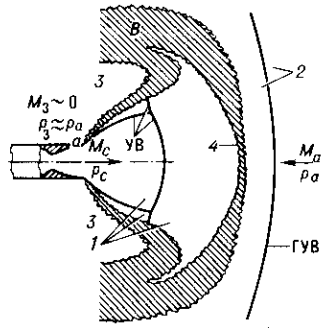


Рис. 4. Схема течения в сверхзвуковой струе, вытекающей во встречный поток: *1* — область течения газа, выходящего из сопла; *2* — область встречного потока; *3* — область застойного течения; *4* — «критическая» точка; *B* — область вязкого перемешивания.

носительно сопла, из к-рого вытекает С., можно выделить 3 характерные области: область *1*, в к-рой газ вытекает из сопла, с числом M_c при давлении p_c. В этой области расположена система ударных волн — УВ (рис. 4), близкая по форме к системе волн, наблюдающейся в сверхзвуковой затопленной С. большой нерасчётности *n*. Область *2* встречного потока, в к-ром перед головной ударной волной (ГУВ) число Маха — M_a и статич. давление — p_a. Область *3*, к-рую приближённо можно рассматривать как застойную с числом $M_3 \sim 0$ и давлением $p_3 \approx p_a$. Вблизи границ течения в С. и областях внеш. пространства *2* и *3* образуется слой вязкого перемешивания *B*. Обтекание внеш. газом области течения в С. аналогично картине обтекания сверхзвуковым потоком затупленного тела. Течение в области точки *4* близко к течению вблизи критич. точки затупленного тела.

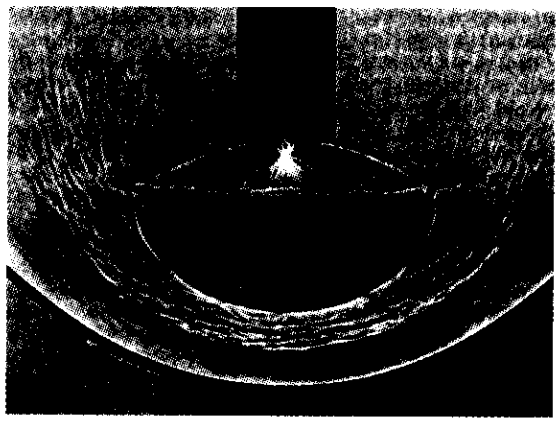


Рис. 5. Теневая фотография сверхзвуковой струи, вытекающей во встречный поток.

Информация о распределении скорости, темп-ры, концентрации компонентов в сечениях С., расположенных на выбранном расстоянии от среза сопла, необходима для определения силовых и тепловых нагрузок на стартовые сооружения и элементы конструкций ракетных и самолётных комплексов, на лопатки газовых турбин и др. Та же информация необходима для расчёта излучения С. в широком диапазоне длин эл.-магн. волн. Существенно также акустич. поле, возникающее в области распространения С., т. к. турбулентная С. генерирует и акустич. волны. Акустич. мощность, излучаемая С. реактивного двигателя, составляет ок. 1% от общей мощности двигателя; она пропорциональна восьмой степени скорости потока у среза сопла. Уровень шума достигает 150—165 дБ, а спектр частот охватывает более 7 октав.

Разработано большое кол-во полуэмпирич. и численных методов расчёта течения в газовых С., использующих ЭВМ и дающих возможность рассчитать турбулентные и ламинарные, дозвуковые и сверхзвуковые, в т. ч. нерасчётные, С. с учётом двухфазности, хим. реакций в слое смешения, неравновесности течения и др. Однако поставленная задача не является решённой окончательно. Даже самые совершенные расчётные методы используют для получения решения эмпирич. законы турбулентного перемешивания, скорости хим. реакций, интенсивности излучений, полученные в условиях, не позволяющих считать эти законы универсальными.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Гидродинамика, 4 изд., М., 1988; Теория турбулентных струй, 2 изд., М., 1984; Карпман И. М., Истечение недорасширенной струи во встречный сверхзвуковой и дозвуковой поток, «Изв. АН СССР, МЖГ», 1977, № 1, с. 89; Сверхзвуковые неизобарические струи газа, М., 1985; Газодинамика сверхзвуковых неизобарических струй, М., 1989.

М. Я. Юделович.

СТРУЯ́ АДРО́ННАЯ — рождённая в одном акте взаимодействия группа адронов, для к-рых продольная по отношению к суммарному импульсу компонента импульса каждого адрона много больше его поперечной компоненты. Релятивистским образом С. а. служит изолированная в пространстве скоростей (см. *Относительности теория*) группа адронов с минимальным в её системе центра масс (с. ц. м.) среднеквадратичным поперечным импульсом по отношению к нек-рому направлению, называемому о с ь ю с т р у и. Это условие служит фактически критерием выбора оси С. а.

По совр. представлениям, С. а. представляет собой продукты фрагментации (превращения) в адроны *кварков*, *глюонов* и, возможно, др. *партонов* (напр., дикварков), обладающих цветовым зарядом и не наблюдаемых в свободном состоянии (см. *Удержание цвета*).

Чётко выделенные С. а. наблюдаются в неупругих *жёстких процессах* при высоких энергиях сталкивающихся частиц. Так, 2- и 3-струйные события хорошо наблюдаются при аннигиляции электрона и позитрона, 4-струйные — при аннигиляции протона и антипротона (рис. 1). Эфф. сечения рождения и их характерные черты хорошо описываются *квантовой хромодинамикой* (КХД).

Осн. характеристики С. а. — распределение адронов по поперечному импульсу, к-рое имеет экспоненц. характер со ср. поперечным импульсом прибл. 300 ГэВ/*c*, и распределение по доле *z* продольного импульса по отношению к полному импульсу струи [точнее, $z = p_{адр}\, n / \sum_i p^i_{адр}\, n$, где суммирование проводится по всем адронам струи с 4-импульсами $p_{адр}$, а n — светоподобный (нулевой) 4-вектор ($n^2 = 0$), равный в с. ц. м. струи единичному вектору, направленному вдоль оси струи]. При этом глюонные струи имеют больший ср. поперечный импульс, бо́льшую *множественность* и более мягкое распределение



Рис. 1. Стереофотография адронных струй в аннигиляции протона и антипротона с энергией 900 ГэВ, полученная на большой стримерной камере в ЦЕРНе.

по z (т. е. бо́льшую долю адронов с малыми z) по сравнению с кварковыми струями. Это объясняется большей трудностью фрагментации глюона в адроны: для нейтрализации цвета кварка ему достаточно «подхватить» из вакуума один антикварк, тогда как для нейтрализации цвета глюона необходимы, по крайней мере, два кварка.

Осн. долю частиц в струе составляют π-мезоны (≈90%), и лишь 10% приходится на остальные частицы: K-мезоны, нуклоны и антинуклоны. Плотность числа адронов H с долей импульса z и поперечным импульсом p_t в струе партона a, $D_{H/a}(z,\ p_t)$ наз. функцией фрагментации партона. Для ф-ций фрагментации должны выполняться условия

$$\sum_H Q_H \int_0^1 dz \int d^2p_t D_{H/a}(z,\ p_t) = Q_a,$$

где Q_a — заряд партона a (электрич. заряд, *барионное число, гиперзаряд* и др.), а Q_H — тот же заряд адрона H. Суммирование производится по всем адронам струи. Т. о., измерение ф-ций фрагментации позволяет в принципе определить квантовые числа кварков и глюонов. Это, однако, не относится к цветовому заряду (поскольку все адроны бесцветны), что свидетельствует о неоднозначности в определении С. а.— в ней обязательно имеются адроны (с малым значением z), к-рые с равным основанием можно отнести как к данной, так и к какой-либо из др. струй, родившихся в том же процессе. Напр., в процессе аннигиляции, $e^+e^- \to$ адроны, могут родиться, по крайней мере, две С. а., одна из к-рых отвечает фрагментации кварка, а другая — антикварка; медленные же в с. ц. м. адроны могут быть отнесены как к одной, так и к другой струе (рис. 2).

В КХД ф-ции фрагментации зависят также и от характерного передаваемого в процессе импульса (напр., полной энергии в с. ц. м.). Эта зависимость, имеющая слабый, логарифмич. характер, определяется ур-ниями эволюции КХД и аналогична такой же зависимости *структурных функций* адронов.

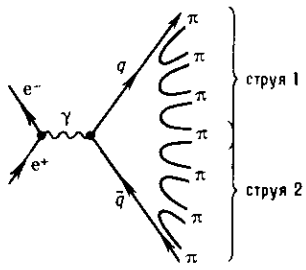


Рис. 2. Образование двух адронных струй в процессе аннигиляции $e^+e^- \to 2$ струи.

Для практич. расчётов распределения адронов в струях используются два подхода. Первый из них основан на модели дуальных струн (см. *Дуальность*), натягивающихся при разлёте цветных жёстких партонов. Он базируется на эволюции системы как *марковском случайном процессе*, что позволяет эффективно использовать *Монте-Карло метод* для моделирования многочастичных событий.

Такая схема, однако, не учитывает эффектов интерференции струй, к-рые не допускают вероятностную интерпретацию (хотя для каждой инклюзивной характеристики такая интерпретация может быть восстановлена). Это привело к развитию второго подхода, в основе к-рого лежит представление о «растрате» энергии родившихся партонов на излучение множества тормозных мягких глюонов, рассчитываемой в КХД. Роль удержания цвета сводится к замене партонов на последнем этапе развития системы бесцветными адронами. При этом предполагается локальное соответствие глюонных распределений и наблюдаемых распределений адронов.

Предсказываемые этой теорией и наблюдаемые на опыте эффекты когерентности (двухгорбая структура адронных спектров, «увлечение» адронов в сторону глюонной струи в событиях $e^+e^- \to 3$ струи) показывают, что адронная система воспроизводит достаточно тонкие черты своего партонного скелета и свидетельствует о достаточно слабом влиянии явления удержания цвета на распределение адронов в струях.

Лит.: Гришин В. Г., Образование резонансов и струй адронов во взаимодействиях частиц высоких энергий и структура адронов, «ЭЧАЯ», 1984, т. 15, № 1, с. 178; Азимов Я. И. и др., Эффекты когерентности в КХД струях. Новости теории и эксперимента, в кн.: Физика элементарных частиц (Материалы XX зимней школы ЛИЯФ), Л., 1985, с. 82; Дремин И. М., Глюонные струи в адронных процессах и конфайнмент, «ЭЧАЯ», 1987, т. 18, № 1, с. 79.

А. В. Ефремов.

СТУПЕ́НЧАТАЯ ИОНИЗА́ЦИЯ — один из осн. механизмов образования заряженных частиц в плазме, электронная темп-ра к-рой T_e много меньше потенциала ионизации атома I (т. е. $kT_e \ll I$). Образование заряж. частиц происходит в результате серии последоват. неупругих соударений свободных электронов с атомом, так что при каждом из таких соударений потенц. энергия атома изменяется на величину, меньшую I. Роль С. и. в балансе заряж. частиц в плазме существенна при условии, если разрушение возбуждённых атомов связано с неупругими электрон-атомными столкновениями, а спонтанное излучение не является определяющим. Это условие выполняется при достаточно высоких значениях плотности электронов $N_e \gtrsim 10^{13}$ см$^{-3}$. При С. и. валентный электрон атома испытывает многократные связанно-связанные переходы под действием соударений и проводит осн. время на высоковозбуждённых уровнях с энергией связи порядка $\sim kT_e$. При больших плотностях N_e, когда роль спонтанного излучения пренебрежимо мала, характер С. и. слабо чувствителен к сорту атома, а константа С. и. K_i с хорошей точностью описывается выражением

$$K_i = A\frac{g_i g_e}{g_a}\cdot\frac{e^{10}}{m^{1/2}T_e^{9/2}}\left(\frac{mT_e}{2\pi\hbar^2}\right)^{3/2}\exp(-I/T_e)\ [\text{см}^3/\text{с}], \quad (*)$$

к-рое связано с константой обратного процесса (тройной *рекомбинацией*) принципом детального равновесия. Здесь m, e — масса и заряд электрона, T_e даётся в энергетич. единицах, g_e, g_a, g_i — статистич. веса электрона, атома и иона соответственно, а безразмерный коэф. A, слабо зависящий от сорта атома, равен $A = 4 \pm 0{,}5$. Значения константы С. и., вычисленные без учёта спонтанного излучения на основании (*), при $T_e = 0{,}1I$ равны $4{,}4 \cdot 10^{-10}$ см^3/с для He, $3{,}5 \cdot 10^{-9}$ см^3/с для Xe, $2{,}7 \cdot 10^{-8}$ см^3/с для Cs. Учёт спонтанного излучения требует использования численных методов для расчёта константы С. и. Результаты подобных расчётов чувствительны к модели, применяемой при нахождении констант столкновит. переходов между возбуждёнными состояниями атомов. С. и. играет значит. роль в балансе заряж. частиц плазмы *дугового разряда*, *фоторезонансной плазмы*, пучковой плазмы высокого давления и др.

Лит.: Биберман Л. М., Воробьев В. С., Якубов И. Т., Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы, М., 1982.

А. В. Елецкий.

СТЭ́НТОНА ЧИСЛО́ — критерий теплоотдачи, один из *подобия критериев* тепловых процессов, характеризующий интенсивность диссипации энергии в потоке жидкости или газа и взаимодействие суммарной теплоотдачи с конвективным переносом тепла по течению среды: $St = \alpha/c_p\rho v$, где α — коэф. теплоотдачи, c_p — уд. теплоёмкость среды при пост. давлении, ρ — плотность, v — скорость течения. Названо по имени англ. учёного Т. Стэнтона (T. Stanton). С. ч. является безразмерной формой коэф. теплоотдачи и связано с *Нуссельта числом* Nu и *Пекле числом* Pe соотношением $St = Nu/Pe$.

С. ч. выражается также через безразмерные коэф. поверхностного трения c_f или гидродинамич. сопротивления λ. В случае, когда *Прандтля число* $Pr = 1$, $St = c_f/2 = \lambda/8$. Эта зависимость, выражающая пропорциональность безразмерных коэф. теплоотдачи и трения, наз. аналогией Рейнольдса (см. *Конвективный теплообмен*).

С. Л. Вишневецкий.

СТЮА́РТА ЧИСЛО́ — безразмерная величина S, определяющая устойчивость течений в *магнитной гидродинамике*. Названо по имени англ. учёного Дж. Стюарта (G. Stuart). С. ч. характеризует отношение силы эл.-магн. торможения $jHc^{-1} \sim \sigma v H^2 c^{-2}$ к силе инерции $\rho v^2 d^{-1}$ (H — напряжённость магн. поля, j — электрич. ток, σ — электропроводность, v — скорость, ρ — плотность жидкости, d — характерный размер). С. ч. равно произведению *Рейнольдса числа* магнитного R_m и *Альвена числа* A:

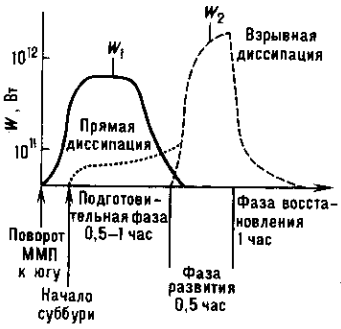
$$S = R_m \cdot A = \sigma d H^2 / \rho v c^2.$$

Ламинарное течение слабопроводящей жидкости в узкой цилиндрич. трубке вдоль магн. поля устойчиво при $S > 0{,}1$ (см. *Пуазёйля закон*).

СУББУ́РЯ — возмущения в магнитосфере (М.) Земли, вызванные изменениями в *солнечном ветре* и сопровождающиеся повышенной диссипацией поступающей и (или) уже поступившей в М. (накопленной) энергии солнечного ветра. С. проявляется в целом комплексе геофиз. явлений, охватывающем практически всю М. В связи с этим различают С. в полярных сияниях, магн. С. (см. *Магнитные вариации*), ионосферную С., С. в энергичных заряж. частицах и т. д., объединяемых общим понятием магнитосферной С.

При повороте межпланетного магн. поля (ММП) к югу увеличивается поток энергии солнечного ветра внутрь М. вследствие процессов пересоединения на магнитопаузе (см. *Магнитосфера Земли*). Эта энергия начинает накапливаться в хвосте М. в виде кинетич. и тепловой энергий плазмы, магн. энергии крупномасштабных токов, текущих в плазменном слое или вдоль магн. силовых линий между плазменным слоем и авроральной *ионосферой*. Одновременно (с временно́й задержкой в 10—20 мин из-за индуктивности системы М.—ионосфера) начинается повышенная, связанная с усилением крупномасштабной магнитосферной конвекции диссипация энергии в авроральной ионосфере в форме джоулева тепла (прямая диссипация, процесс прямого действия). По достижению критич. уровня запасённая в хвосте энергия высвобождается взрывообразным образом (взрывная диссипация, процесс разгрузки). Часть высвобождаемой в процессе разгрузки энергии появляется во внутр. М. в форме кольцевого тока, джоулева разогрева, вторжения авроральных частиц, др. часть в виде образовавшегося в хвосте М. плазмоида (см. ниже) возвращается обратно в солнечный ветер. Оба процесса (прямого действия и разгрузки) дают в среднем одинаковый вклад в энергетику С., однако в индивидуальных С. один из них может преобладать. В период сильных С. диссипация энергии может достигать $\sim 10^{12}$ Вт (в спокойном состоянии М. $\sim 10^{10}$ Вт). Продолжительность изолированной С. прибл. 2—3 ч, но такая С. довольно редкое явление. Обычно С. возникают «сериями», новая С. начинается ещё до окончания предшествующей. Выделяют 3 фазы элементарной изолированной С.: подготовительную (фазу зарождения, роста, предварительную), развития (активную, взрывную), восстановления (затухания) (рис.).

Начало подготовительной фазы С. совпадает с поворотом ММП к югу и началом роста запаса энергии в хвосте М. Увеличивается перенос магн. потока с дневной стороны М. в хвост, что проявляется в смещении в более низкие широты дневного каспа и дневного сектора овала *полярных сияний*. Увеличение магн. потока в хвосте М., рост напряжённости магн. поля и накопленной в хвосте энергии сопровождаются увеличением токов в плазменном слое хвоста и плавным уменьшением на поверхности Земли горизонтальной компоненты магн. поля в ночном секторе авроральной зоны. Это приводит к вытягиванию в хвост. магн. силовых линий на геоцентрич. расстояниях 7—12 R_3 (R_3 — радиус Земли), приближению к Земле внутр. границы плазменного слоя и соответственно смещению в более низкие широты экваториальной дуги ночного сектора овала. В результате поворота ММП к югу увеличивается напряжённость направленного с утренней стороны на вечернюю электрич. поля во внеш. М., начинает уменьшаться толщина плазменного слоя и, как следствие этого, увеличиваются размеры полярной шапки, усиливается крупномасштабная магнитосферная конвекция. На этой фазе С. процессы накопления энергии в хвосте М. и в кольцевом токе преобладают над диссипацией энергии в авроральной ионосфере. Продолжительность фазы от 0,5 до 1 ч.



Идеализированная схема связи вводимой в магнитосферу (W_1) и диссипирующей в виде джоулева тепла (W_2) энергий и фаз магнитосферной суббури; пунктир — прямая диссипация, штриховая часть — взрывная диссипация.

Подготовит. фаза прерывается внезапным, практически взрывным усилением диссипации энергии, к-рое свидетельствует о начале активности, т. е. о переходе С. в фазу развития. Активность может обусловливаться энергией, запасённой в хвосте М., даже после прекращения поступления энергии из солнечного ветра. Так что уменьшение поступления энергии не обязательно означает переход от фазы развития в последующую фазу восстановления С. В конце подготовит. фазы из-за уменьшения толщины плазменного слоя и изменения конфигурации магн. силовых линий плазма в хвосте приближается к неустойчивому состоянию. Вблизи нейтрального слоя хвоста развивается бесстолкновит. неустойчивость тиринг-моды (см. *Неустойчивости плазмы*), к-рая приводит к возникновению на геоцентрич. расстоянии $\gtrsim 15 R_3$ макроскопич. нейтральной линии и началу бурного процесса *пересоединения* магн. силовых линий долей хвоста. Энергия, высвобождаемая при развитии тиринг-неустойчивости в хвосте М., считается ответственной за фазу развития С. Начало этой фазы характеризуется бурными процессами ускорения плазмы во внеш. М., генерацией интенсивных продольных токов, что на поверхности ночной стороны Земли сопровождается уярчением дуг полярных сияний, образованием авроральной выпуклости (области с активными полярными сияниями) и её расширением к полюсу, формированием движущегося к западу изгиба полярного сияния и интенсивной авроральной западной электроструи, появлением пульсаций геомагн. поля типа $P_i 2$. Вторжения энергичных частиц из М. приводят к увеличению проводимости ионосферы, возникновению поляризац. электрич. полей и интенсивных токов, к-рые составляют ионосфер. часть трёхмерной токовой петли, возникающей на фазе развития С. Через ионосферную часть трёхмерной токовой петли диссипирует значит. часть энергии, запасённая в хвосте М. Токи втекают в ионосферу в утреннем секторе и вытекают в вечернем. Суммарная интенсивность токов в хвосте уменьшается, и конфигурация магн. поля в ближней (к Земле) части хвоста приближается к дипольной. В дальней части хвоста в результате пересоединения вытянутые в хвост линии разрываются, образуя замкнутые петли. Весь этот район плазменного слоя перестаёт быть связанным магн. силовыми линиями с Землёй и может свободно удаляться от неё под влиянием градиента плазменного давления. Отделившаяся от Земли и движущаяся в хвост часть плазменного слоя, пронизанная замкнутыми петлями магн. поля и содержащая нейтральную линию, наз. плазмоидом. Плазмоид довольно быстро (за ~ 10 мин) перемещается в хвост на расстояние $\geqslant 60 R_3$. Таким образом, М. сбрасывает избыток плазмы и энергии, к-рую не может больше удерживать в геомагн. хвосте.

После ухода плазмоида начинается восстановление плазменного слоя, сопровождающееся быстрым движением активных сияний и западной электроструи к полюсу.

Такое движение, обычно длящееся ~30 мин, и составляет проявление фазы развития С. на поверхности Земли. Следует отметить, что результаты наблюдений за плазмой и вариациями магн. поля в хвосте М. во время нек-рых С. могут быть объяснены и без привлечения понятий нейтральной линии и магн. пересоединения, т. к. существует альтернативная модель С.— распространение в хвост волны разряжения от внутр. границы плазменного слоя.

Хотя начало фазы развития С. обусловлено внутр. процессами в М., эти процессы могут быть инициированы изменением давления солнечного ветра на М. и поворотом ММП к северу или добавлением небольшой северной компоненты к существующей южной компоненте. Магнитосферные С. могут развиваться и при северной компоненте ММП, но в этом случае они охватывают значительно меньшую область М. и отсутствует подготовит. фаза.

С. в активной фазе является наложением одной на другую ряда «простых» С., называемых иногда микросуббурями. Микросуббуря характеризуется усилением интенсивностей западной электроструи и свечения полярных сияний, причём каждая последующая микросуббуря сопровождается скачкообразным перемещением западной границы активной области на 30°—50° в сторону более раннего местного времени.

После достижения движущейся к полюсу авроральной выпуклостью экстремально высоких широт наступает фаза восстановления С. В это время продолжается утолщение плазменного слоя, уменьшается интенсивность аврорального свечения, потоков вторгающихся авроральных электронов и авроральных электроструй. Овал полярных сияний начинает сжиматься, но в нек-рых С. на приполюсной границе овала длительное время существуют узкий район интенсивного вторжения частиц и яркое полярное сияние. Через 2—3 ч после начала С. геофиз. активность затухает до исходного уровня. Этот момент и считается концом фазы восстановления, хотя в М. ещё долгое время регистрируются повышенные потоки захваченных в геомагн. ловушку энергичных частиц.

Лит.: Акасофу С.-И., Полярные и магнитосферные суббури, пер. с англ., М., 1971; Akasofu S.-I., Physics of magnetospheric substorms, Dordrecht, 1977; Физические основы прогнозирования магнитосферных возмущений, Л., 1977.

Я. И. Фельдштейн.

СУБГАРМО́НИКА — *гармоническое колебание* с частотой, равной кратной доле значения осн. частоты.

СУБЛИМА́ЦИЯ (возгонка) (от лат. sublimo — высоко поднимаю, возношу) — переход вещества из кристаллич. состояния в газообразное, минуя плавление, разновидность *парообразования*. С. сопровождается поглощением теплоты и увеличением уд. объёма (*фазовый переход* 1-го рода). С. возможна при $P<P_т$, $T<T_т$, где $P_т$, $T_т$ — давление и темп-ра *тройной точки* вещества. Вблизи тройной точки теплота С. ($P<P_т$) равна сумме теплот *плавления* и *испарения* ($P>P_т$).

Процессом, обратным С., является *конденсация* вещества из газовой фазы. При равновесии кристаллич. и газовой фаз ($P=P_н$ — давление насыщенного пара при данной темп-ре T) потоки сублимирующихся и конденсирующихся молекул равны. Скорость С. j_N (число молекул, отводящихся в единицу времени с единицы площади) определяется разностью этих потоков в неравновесных условиях (при $P=P_н$, $j_N=0$). Поток молекул, конденсирующихся на поверхности твёрдого тела, равен $\alpha P/(2\pi mkT)^{1/2}$, m — масса молекулы. Характерный для каждого вещества эмпирич. коэф. $\alpha\leqslant 1$ учитывает долю молекул $(1-\alpha)$, упруго отражающихся от поверхности. Для простых веществ обнаружено, что значения $\alpha\ll 1$ связаны обычно с загрязнением поверхности. Аналогично (при замене P на $P_н$) выражается поток сублимирующихся молекул. Поэтому $j_N=\alpha(P_н-P)/(2\pi mkT)^{1/2}$ — уравнение Герца — Кнудсена. При $P<P_н$ превалирует С., при $P>P_н$ — конденсация. По скорости С. можно определять давление насыщенного пара малолетучих веществ, напр. тугоплавких металлов.

Описание С. становится более сложным при сильной неравновесности процессов около поверхности, напр. при действии интенсивного лазерного излучения на поглощающее твёрдое тело или при обтекании тела высокоскоростным газовым потоком. Унос массы кристаллич. или аморфных материалов (абляция) используется для тепловой защиты космич. аппаратов при их входе в атмосферу. Лазерная абляция служит одним из способов получения тонких плёнок сложных соединений из массивных образцов, напр. оксидных высокотемпературных сверхпроводников.

Лит.: Осаждение из газовой фазы, пер. с англ., М., 1970; Фольмер М., Кинетика образования новой фазы, пер. с нем., М., 1986.

В. П. Скрипов.

СУБМИЛЛИМЕТРО́ВАЯ СПЕКТРОСКОПИ́Я — раздел радиоспектроскопии субмиллиметрового диапазона (10^{11}—10^{12} Гц) эл.-магн. излучения. Субмиллиметровый диапазон экспериментально более труднодоступен, чем граничащие с ним ИК- и СВЧ-диапазоны, поэтому возникновение С. с. относится лишь к 1970—80-м гг., когда были созданы монохроматич. генераторы субмиллиметровых волн, разработаны и освоены новые измерит. методы, аппаратура. Совр. субмиллиметровые спектрометры непрерывно перекрывают весь диапазон и обеспечивают получение спектральных характеристик твёрдых, жидких и газообразных веществ с точностью, не худшей, чем в соседних диапазонах.

Наиб. распространены 2 метода С. с.: 1) фурье-спектроскопия, являющаяся продолжением и развитием методов классич. спектроскопии, основанной на использовании немонохроматич. теплового излучения (см. *Фурье спектроскопия, Фурье-спектрометр*); 2) монохроматич. спектроскопия с применением монохроматич. генераторов, обладающих широкодиапазонной непрерывной перестройкой частоты. Наибольших успехов достигла разработанная в России монохроматич. С. с., основанная на использовании эл.-перестраиваемых по частоте генераторов типа *ламп обратной волны* (ЛОВ), иногда называемая ЛОВ-спектроскопией. С. с. с применением лазеров распространена значительно меньше из-за узкополосности перестройки лазеров. По сравнению с фурье-спектроскопией в субмиллиметровом диапазоне ЛОВ-спектроскопия имеет значит. преимущество по таким осн. параметрам, как разрешающая способность $\rho\sim 10^5-10^7$ ($\rho=\nu/\delta\nu$, где $\delta\nu$ — мин. разрешимый интервал по частоте) и динамич. диапазон $D=P_{макс}/P_{мин}\sim 10^6$, где $P_{макс}$, $P_{мин}$ — макс. и мин. мощности регистрируемых сигналов. Это позволяет методами ЛОВ-спектроскопии успешно проводить исследования, напр., узких резонансных линий поглощения с добротностью 10^6, а также исследовать вещества в области резких изменений их свойств (напр., при фазовых переходах).

Принципиальная схема ЛОВ-спектрометра включает генераторный блок (ЛОВ с соответствующим высокостабилизир. электронным питанием), приёмный блок (чаще всего оптико-акустические приёмники или охлаждаемые кристаллич. приёмники) и измерит. квазиоптич. тракт, где формируется одномодовая или плоская линейно поляризованная волна и осуществляется её взаимодействие с исследуемым образцом. В измерит. аппаратуре используются одномерные проволочные сетки, апертура к-рых много больше длины волны, а период расположения проволочек меньше длины волны, а также металлизир. плёнки с заданными величинами импедансов.

Современные высокоавтоматизир. ЛОВ-спектрометры, в к-рых как управление процессом измерения, так и обработка полученных данных измерений осуществляются ЭВМ, дают возможность получать в реальном масштабе времени амплитудные, разовые и поляризационные спектральные характеристики эл.-магн. волны до и после её взаимодействия с исследуемым объектом, в т. ч. в условиях разл. внеш. воздействий (темп-ра, давление, постоянные электрич. и магн. поля, эл.-магн. излучение разл. частот). Спец. матем. программы позволяют по этим данным вычислять зависимость от частоты фундам. параметров ис-

следуемого вещества (напр., комплексных диэлектрич. и магн. проницаемостей).

Данные, полученные методами С. с., весьма важны для решения ряда задач техники, связанных, напр., с изучением особенностей распространения субмиллиметрового излучения в атмосфере и локации, для анализа примесей в особо чистых веществах, для неразрушающего контроля. Принципиальное значение они приобретают в тех случаях, когда характеристич. частоты и энергии исследуемых явлений соответствуют именно этому диапазону (0.4—4 мэВ). В физике твёрдого тела это, напр.,— ДВ-колебания решёток ионных и молекулярных кристаллов; изгибные колебания длинных молекул, в т. ч. полимеров и биополимеров; характеристич. частоты примесей в диэлектриках, в т. ч. в лазерных кристаллах; в полупроводниках это — энергии связей примесных комплексов, экситонов, зеемановские и штарковские переходы возбуждённых состояний примесей; мягкие моды в сегнетоэлектриках; магн. резонансы (циклотронный, анти- и ферромагнитный); энергии щелей в сверхпроводниках. С. с. успешно применяют для исследования суперионных проводников и магн. полупроводников. При помощи С. с. получены новые данные о механизмах поглощения в кристаллах, динамике кристаллич. решётки, природе фазовых переходов в твёрдых телах (в частности, в сверхпроводниках), сегнетоэлектриках, упорядоченных магн. системах. С. с. применяется в методах диагностики плазмы, космич. радиоспектроскопии; в химии — для изучения строения молекул, механизмов хим. реакций, сил Ван-дер-Ваальса и т. д. Перспективно использование С. с. в биологии для изучения строения сложных биол. структур, резонансного взаимодействия с биол. объектами, особенно на уровне живой клетки, а также для определения результатов воздействия субмиллиметрового излучения на живой организм в целом. Особо надо отметить исследования методами С. с. воды как осн. компонента биол. объектов.

Лит.: Ирисова Н. А., Метрика субмиллиметровых волн, «Вестник АН СССР», 1968, в. 10, с. 63; Лампы обратной волны миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов волн, М., 1985.

СУБМИЛЛИМЕТРО́ВЫЕ ВО́ЛНЫ — эл.-магн. волны, занимающие на шкале эл.-магн. волн промежуточное положение между СВЧ- и ИК-волнами. Их осн. характеристики: частота колебаний ν (Гц) $10^{11} \div 10^{12}$; длина волны λ (м) $10^{-3} \div 10^{-4}$; энергия фотона $h\nu$ (эрг) $6{,}6 \cdot 10^{-16} \div 6{,}6 \cdot 10^{-15}$; энергия eV (мэВ) $0{,}4 \div 4$.

В природных условиях С. в. практически не существуют, т. к. ничтожно малая доля энергии спектра излучения Солнца, приходящаяся на этот диапазон, не достигает поверхности Земли из-за поглощения атм. парами воды и молекулами кислорода.

В 1970—80-х гг. были разработаны монохроматич. генераторы С. в.: полупроводниковые умножители частоты, лампы обратной волны (ЛОВ), оротроны, гиротроны, твердотельные и газообразные лазеры; это стимулировало развитие техники измерений С. в. Для измерит. аппаратуры С. в. характерна уникальная возможность применения элементов, имеющих геом. размеры порядка длины волны, а также много больше и много меньше длины волны.

С. в. широко используются в фундам. и прикладных исследованиях физиками и химиками, значительны успехи *субмиллиметровой спектроскопии*. С. в. успешно применяются также в практич. медицине.

Особый интерес вызывают С. в. у биологов; как отмечалось выше, тепловое излучение Солнцем С. в. практически не достигает поверхности Земли, вследствие чего живые организмы в процессе своей эволюции не могли приспособиться к его воздействию, и эксперим. изучение влияния С. в. на живые организмы, особенно на человека, имеет фундам. значение для науки. В экологии С. в. применяются для прогнозирования состояния озонового слоя Земли (метод локации в верх. слоях атмосферы). Для практич. метеорологии большое значение имеют проводимые с космич. объектов на С. в. определения концентрации водяного пара.

Лит. см. при ст. *Распространение радиоволн.*

СУ́ЛА — НАКАМУ́РЫ ВЗАИМОДЕ́ЙСТВИЕ — *косвенное обменное взаимодействие* между ядерными спинами в магнитоупорядоченных магнетиках, осуществляемое через спины электронов незаполненных внутр. оболочек магн. атомов (ионов). Для *ферромагнетиков* было впервые рассмотрено Х. Сулом [1], для *антиферромагнетиков* — А. Накамурой [2]. Механизм такого взаимодействия обусловлен тем, что в результате *сверхтонкого взаимодействия* ядерный спин вызывает поляризацию поперечной компоненты суммарного спина незаполненной внутр. электронной оболочки атома S, к-рую посредством сверхтонкого взаимодействия «чувствует» другой ядерный спин. При низких темп-рах С.— Н. в. можно рассматривать как обмен *спиновыми волнами* между ядрами разл. атомов (испускание электронной спиновой волны одним ядром и её поглощение другим ядром). Гамильтониан косвенного С.— Н. в. для ферромагнетиков может быть записан в виде [3, 4]:

$$H_{SN} = \frac{1}{2} \sum_{f,g} U_{fg} I_f^- I_g^+, \qquad (1)$$

где

$$U_{fg} = -\frac{SA^2}{N} \sum_{\boldsymbol{k}} \frac{\exp[i\boldsymbol{k}(\boldsymbol{R}_f - \boldsymbol{R}_g)]}{h\omega_{\boldsymbol{k}}}$$

— параметр косвенного взаимодействия, зависящий от расстояния $\boldsymbol{R}_f - \boldsymbol{R}_g$ между ядерными спинами $\boldsymbol{I}_f$ и $\boldsymbol{I}_g$; $h\omega_{\boldsymbol{k}}$ — энергия спиновой волны с квазиимпульсом $\boldsymbol{k}$; N — число атомов; A — постоянная сверхтонкого взаимодействия; $I_f^{\pm} = I_f^x \pm iI_f^y$, где I_f^x и I_f^y — поперечные компоненты ядерного спина. Наряду с взаимодействием (1) в магнетиках имеется и взаимодействие между продольными компонентами ядерных спинов I_f^z. Однако при темп-рах, не очень близких к темп-ре фазового перехода (темп-ре Кюри для ферромагнетиков и темп-ре Нееля для антиферромагнетиков), такое взаимодействие существенно слабее взаимодействия (1). С.— Н. в. (1) зависит от направления оси z (оси ферро- или антиферромагнетизма) и, следовательно, анизотропно. Эта особенность отличает его от изотропного косвенного обменного взаимодействия между ядерными спинами, осуществляемого через электроны проводимости (подобно *РККИ-обменному взаимодействию*). Т. к. взаимодействие (1) обладает достаточно большим радиусом [3], то благодаря ему появляется корреляция в движении ядерных спинов и может появиться упорядочение ядерных спинов, т. н. ядерные спиновые волны.

С.— Н. в. даёт вклад в ширину линии *ядерного магнитного резонанса* (ЯМР) и влияет на поперечную релаксацию системы ядерных спинов (см. *Релаксация магнитная*). В теории ЯМР взаимодействие между ядерными спинами можно учесть, воспользовавшись методом моментов [5]. Учёт взаимодействия (1) приводит к отличному от нуля второму моменту линии ЯМР для ферро- и антиферромагнетиков и даёт вклад в ширину линии ЯМР. При достаточно большой концентрации магнитоактивных ядер этот механизм уширения может быть основным.

Корреляция в движении ядерных спинов приводит к сдвигу частоты ЯМР, пропорциональному ср. ядерной намагниченности. Величина этого сдвига растёт с понижением темп-ры как $T_{\text{яд}}^{-1}$, где $T_{\text{яд}}$ — темп-ра системы ядерных спинов [6].

Эксперим. наблюдение ядерных спиновых волн впервые было проведено для слабоанизотропного кубич. антиферромагнетика $RbMnF_3$ [7]. Наблюдался также и обратный эффект сдвига частоты *электронного парамагнитного резонанса* (ЭПР), обусловленный пропорциональным ср. ядерной намагниченности эффективным полем, действующим на электронные спины со стороны ядерных [8]. Указанные низкотемпературные сдвиги частот особенно существенны в антиферромагнетиках с анизотропией типа «лёгкая плоскость» ($MnCO_3$, $CrMnF_3$), а также в кубич. слабоанизотропных антиферромагнетиках ($RbMnF_3$, $KMnF_3$). В них при темп-рах вблизи 1 К наблюдается очень сильная связь

колебаний ядерных и электронных спинов, что приводит к необходимости рассматривать единые колебания электронно-ядерной системы в целом. Учёт таких колебаний позволяет объяснить ряд нелинейных эффектов, возникающих в ЯМР и ЭПР [8].

Лит.: 1) Suhl H., Effective nuclear spin interactions in ferromagnets, «Phys. Rev.», 1958, v. 109, № 2, p. 606; 2) Nakamura A., Indirect coupling of nuclear spins in antiferromagnet with particular reference to MnF_2 at very low temperature, «Progr. Theor. Phys.», 1958, v. 20, № 2, p. 542; 3) Туров Е. А., Петров М. П., Ядерный магнитный резонанс в ферро- и антиферромагнетиках, М., 1969; 4) Куркин М. И., Туров Е. А., ЯМР в магнито-упорядоченных веществах и его применения, М., 1990; 5) Van Vleck J. H., The dipolar broadening of magnetic resonance lines in crystals, «Phys. Rev.», 1948, v. 74, № 8, p. 1168; 6) Gennes P. G. [a. o.], Nuclear magnetic resonance modes in magnetic material. I. Theory., «Phys. Rev.», 1963, v. 129, № 3, p. 1105; 7) Hinderks L. W., Richards P. M., Excitation of nuclear and electronic spin waves in $RbMnF_2$, «J. Appl. Phys.», 1968, v. 39, № 2, p. 824; 8) Heeger A. J. [a. o.], Double resonance and nuclear cooling in antiferromagnetic, «Phys. Rev. Lett.», 1961, v. 7, № 8, p. 307.

А. В. Ведяев, О. А. Котельникова.

СУММ ПРА́ВИЛА — см. *Правила сумм.*

СУММОВО́Й ТОН — комбинац. тон с частотой $\omega_1+\omega_2$, возникающий в нелинейной акустич. системе при воздействии на неё двух звуковых колебаний с частотами ω_1 и ω_2.

СУПЕРГЕТЕРОДИ́Н — радиоприёмное устройство, в к-ром применяется преобразование частоты принимаемого сигнала ($f_с$) в фиксированную промежуточную частоту ($f_{пр}$) путём смешивания с частотой вспомогат. генератора гармонич. колебаний (гетеродина) $f_г$: $f_{пр}=f_с-f_г$. Кроме входного контура блок-схема С. содержит: усилитель высокой частоты (УВЧ); *смеситель*, преобразующий частоту сигнала в промежуточную частоту $f_{пр}$; гетеродин; усилитель промежуточной частоты (УПЧ); детектор; усилитель низкой частоты (УНЧ); оконечное устройство (ОУ). При настройке С. с помощью блока конденсаторов переменной ёмкости входной контур и УВЧ настраиваются на частоту $f_с$, а гетеродин — на частоту $f_г=f_с-f_{пр}$. Осн. усиление сигнала в С. происходит на промежуточной частоте. Избирательность С. определяется избирательностью УПЧ и может быть сделана достаточно высокой. Недостатком С. является чувствительность к сигналу на зеркальной частоте $f_с-2f_{пр}$, к-рая ослабляется за счёт избирательности входного контура и УВЧ. С. применяется в широком диапазоне частот от радио до световых (см. *Детектирование света*). Принцип С. используется также в анализаторах спектра с развёрткой частоты.

Лит.: Радиоприемные устройства, под ред. В. И. Сифорова, М., 1974; Хоровиц П., Хилл У., Искусство схемотехники, пер. с англ., 3 изд., т. 1—2, М., 1986.

Ю. С. Константинов.

СУПЕРГРАВИТА́ЦИЯ — суперсимметризованная теория тяготения, т. е. теория тяготения Эйнштейна для такой системы материальных полей, для к-рой имеет место инвариантность относительно преобразований простой ($N=1$) или расширенной ($N>1$) *суперсимметрии*. В соответствии с числом N майорановских спинорных генераторов С. называют простой ($N=1$) или расширенной ($N>1$). В этом смысле обычная теория тяготения есть $N=0$ С. Первые работы по С. выполнены в 1976—77 [1—3]. Следует отметить, что расширение теории гравитации, обладающее спонтанно нарушенной суперсимметрией, обсуждалось ещё раньше [4].

Интерес к С. объясняется прежде всего тем, что в её рамках возникают новые возможности объединения фундам. частиц в *супермультиплеты* и объединения всех взаимодействий, включая гравитационное (такое объединение было невозможным в рамках симметрий, не содержащих спинорных генераторов). Кроме того, в теориях С. наблюдается значит. сокращение числа квантовых *ультрафиолетовых расходимостей* по сравнению с теорией тяготения, хотя они всё же остаются, по-видимому, неперенормируемыми. Популярные в физике высоких энергий суперсимметричные феноменологич. модели содержат С. в качестве важного ингредиента, помогающего, в частности, осуществлять спонтанное нарушение суперсимметрии. Наконец, теория С. обладает внутр. красотой и тесно связана с теорией *суперструн*.

Теории С. посвящены большие обзоры (напр., [5—7]) и монографии (напр., [8, 9]).

Гравитационные супермультиплеты. Переносчик поля тяготения в С. входит в один супермультиплет со своими суперпартнёрами. В простой суперсимметрии гравитац. супермультиплет состоит из *гравитона*, описываемого тетрадой $e^a_\mu(x)$ (спиральность $\lambda=\pm2$), и одного *гравитино*, описываемого полем Рариты — Швингера $\psi^a_\mu(x)$ (спиральность $\lambda=\pm3/2$), где $a=0, 1, 2, 3$ и $\alpha=1, 2$ — векторный и спинорный индексы 4-мерного касательного пространства — плоского пространства с той же метрикой, что и в точке касания: $\eta^{ab}=\mathrm{diag}(0, 1, 2, 3)$, $\mu=0, 1, 2, 3$ — мировой индекс, а тетрада e^a_μ связана с *метрическим тензором* $g_{\mu\nu}$ соотношением $g_{\mu\nu}=e^a_\mu e^b_\nu\eta^{ab}$ (по совпадающим индексам предполагается суммирование).

В расширенной С. гравитац. супермультиплет содержит наряду с гравитоном соответствующее число полей с низшими спиральностями. Это гравитино ($\lambda=\pm3/2$), векторные ($\lambda=\pm1$), спинорные ($\lambda=\pm1/2$) и скалярные ($\lambda=0$) поля. Имеется только 8 расширенных С., т. к. при $N>8$ число «гравитонов» превысило бы единицу и появились бы поля с $\lambda>2$. Последоват. описания таких полей пока нет, и поэтому сложилось убеждение, что $N=8$ С. является максимальной.

Действие для простой С. имеет вид

$$I=\int d^4x\left\{-\frac{1}{2\varkappa^2}eR-\frac{1}{2}\varepsilon^{\mu\nu\lambda\rho}\bar\psi_\mu\gamma_5\gamma_\nu D_\lambda\psi_\rho\right\}. \qquad (1)$$

Первый член представляет собой обычное действие Эйнштейна — Гильберта для теории тяготения, $\varkappa$ — гравитационная константа (ньютонова гравитационная постоянная равна $\varkappa^2/4\pi$), R — скалярная кривизна, e — детерминант тетрады (здесь черта над ψ — дираковское сопряжение). Второй член — рарита-швингеровский лагранжиан для гравитино, взаимодействующего с полем тяготения, возникающий в результате замены производной $\partial_\lambda\equiv\partial/\partial x^\lambda$ на ковариантную производную D_λ, включающую нужную лоренцеву *связность* [5], γ_5, γ_μ — *Дирака матрицы*, $\varepsilon^{\mu\nu\lambda\rho}$ — *Леви-Чивиты символ*.

Инвариантности действия. Локальная суперсимметрия. Действие (1) инвариантно не только относительно группы общих координатных преобразований

$$x^{\mu'}=x^\mu+\lambda^\mu(x),$$
$$e^{a'}_\mu(x)=e^a_\mu(x)+\frac{\partial\lambda^\nu(x)}{\partial x^\mu}e^a_\nu(x), \qquad (2)$$
$$\psi'_\mu(x)=\psi_\mu(x)+\frac{\partial\lambda^\nu(x)}{\partial x^\mu}\psi_\nu(x)$$

[$\lambda^\mu(x)$ — инфинитезимальный векторный параметр, произвольная ф-ция пространственно-временной точки x] и локальной группы Лоренца, действующей на индекс a у тетрады и спинорный индекс у спин-векторного поля $\psi^a_\mu(x)$, но и относительно преобразований (в инфинитезимальной форме)

$$\delta e^a_\mu(x)=\frac{\varkappa}{2}\bar\varepsilon(x)\gamma^a\psi_\mu(x), \qquad (3а)$$

$$\delta\psi_\mu(x)=\frac{1}{\varkappa}D_\mu\varepsilon(x) \qquad (3б)$$

со спинорными параметрами $\varepsilon_\alpha(x)$. Если $\varepsilon_\alpha(x)$ не зависят от координат, $\varepsilon_\alpha(x)=\varepsilon_\alpha$, то (3) сводятся к преобразованиям суперсимметрии для гравитац. мультиплета. В случае параметров $\varepsilon_\alpha(x)$, зависящих от x, преобразования (3) являются локализованными преобразованиями суперсимметрии. Поэтому о С. часто говорят как о локальной суперсимметрии. Аналогично локализация преобразований высших суперсимметрий лежит в основе расширенных С.

Отметим, что в случае полей гравитона и гравитино вне массовой поверхности (не подчиняющихся ур-ниям движения) преобразования (3) не образуют группу. Коммутатор двух таких преобразований в применении к гравитино даёт не только локализованные преобразования группы Пуанкаре, группы Лоренца и суперсимметрии, но также и лишние члены, пропорциональные ур-ниям движения для гравитино и соответственно обращающиеся в ноль при соблюдении этих ур-ний. Это означает, что вид преобразований (3) будет модифицироваться при включении взаимодействий с материальными или *калибровочными полями* и будет зависеть от этих взаимодействий.

Вспомогательные поля. Чтобы добиться замыкания алгебры локальных суперсимметрий и чтобы её преобразования имели универсальный вид, не зависящий от конкретной модели, следует ввести т. н. вспомогательные поля [5, 10]. Такие поля на массовой поверхности выражаются с помощью ур-ний движения через физ. поля или равны нулю. Необходимость во вспомогат. полях вне массовой поверхности диктуется также сопоставлением чисел фермионных и бозонных степеней свободы. Из суперсимметрии следует, что эти числа должны совпадать. На массовой поверхности имеются две бозонные ($\lambda=\pm 2$ у гравитона) и две фермионные ($\lambda=\pm 3/2$ у гравитино) степени свободы. Вне массовой поверхности тетрада e_μ^a имеет 6 степеней свободы. Действительно, её $4\times 4=16$ компонент подвержены преобразованиям общекоординатной группы (2), устраняющей 4 степени свободы, и локальной группы Лоренца, устраняющей 6 степеней свободы. В то же время из $4\times 4=16$ компонент $\psi_\mu^\alpha(x)$ локальная суперсимметрия [4 ф-ции $\varepsilon_\alpha(x)$] оставляет эффективными $16-4=12$ степеней свободы. Т. о., для последоват. описания вне массовой поверхности следует добавить, по крайней мере, бозонные поля с 6 степенями свободы. Мин. набор вспомогат. полей состоит из 4-векторного поля $A_\mu(x)$, скалярного поля $S(x)$ и псевдоскалярного поля $P(x)$. При этом в лагранжиан (1) необходимо добавить член

$$-\frac{1}{3}e\left[S^2(x)+P^2(x)-A_\mu(x)A^\mu(x)\right].$$

Из его вида следует, что на массовой поверхности в отсутствие материальных полей вспомогат. поля обращаются в нуль. Преобразование локальной суперсимметрии для тетрады (3а) не модифицируется, а для поля гравитино (3б) приобретает дополнит. члены со вспомогат. полями:

$$\delta\psi_\mu(x)=\frac{1}{\varkappa}\left(D_\mu+i\frac{\varkappa}{2}A_\mu\gamma_5\right)\varepsilon(x)+$$

$$+\frac{1}{6}\gamma_\mu\left(S(x)-i\gamma_5P(x)-iA_\nu(x)\gamma^\nu\gamma_5\right)\varepsilon(x).$$

Сами вспомогат. поля преобразуются через величины, исчезающие на ур-ниях движения, напр.

$$\delta S(x)=-\frac{1}{2}\varepsilon^{\mu\nu\lambda\rho}\bar{\varepsilon}(x)\gamma_\mu\gamma_5\gamma_\nu D_\lambda\psi_\rho(x);$$

правая часть представляет собой ур-ние движения для гравитино, следующее из (1). В результате получаются преобразования суперсимметрии (см. [5]), к-рые уже образуют группу и сохраняют свой вид при включении взаимодействий с материальными полями. В случае С. без взаимодействия с материальными полями эти преобразования сводятся на массовой поверхности к (3).

Суперпространство. Преобразования локальной суперсимметрии (3) и группа общекоординатных преобразований пространства-времени (2) должны объединяться в супергруппу общекоординатных преобразований *суперпространства* и в этих рамках допускают наиб. адекватную и красивую интерпретацию. Для простой суперсимметрии известны вещественное суперпространство

$$\mathbb{R}^{4|4}=\{x^\mu,\theta^\alpha,\bar{\theta}^{\dot\alpha}\},$$

содержащие наряду с векторной координатой x^μ дополнит. спинорные координаты θ^α, $\bar{\theta}^{\dot\alpha}$ (α, $\dot\alpha=1,2$), объединяемые в вещественный майорановский спинор $\theta=\begin{pmatrix}\theta^\alpha\\ \bar{\theta}^{\dot\alpha}\end{pmatrix}$, и киральное суперпространство

$$\mathbb{C}^{4|2}=\{z_L\}\equiv\{x_L^\mu,\theta_L^\alpha\},$$

к-рое является комплексным и его спинорные координаты образуют двухкомпонентный (левый, L), вейлевский спинор (см. *Вейля уравнение*). В отсутствие гравитации вещественное суперпространство $\mathbb{R}^{4|4}$ есть гиперповерхность в комплексном суперпространстве $\mathbb{C}^{4|2}$, определяемая ур-ниями

$$x_L^\mu=x^\mu+i\theta\sigma^\mu\bar{\theta},\ \theta_L^\alpha=\theta^\alpha,\ (\theta_L^\alpha)=\bar{\theta}^{\dot\alpha}.$$

Здесь черта означает комплексное сопряжение, $\sigma^\mu=(1,\boldsymbol{\sigma})$, $\boldsymbol{\sigma}$ — *Паули матрицы*. Группой простой С. является группа общих преобразований координат кирального суперпространства $\mathbb{C}^{4|2}$ [11]

$$x_L'^\mu=x_L^\mu+\lambda^\mu(x_L,\theta_L),\ \theta_L'^\alpha=\theta_L^\alpha+\lambda^\alpha(x_L,\theta_L),\qquad(4)$$

ограниченных условием, что их супердетерминат (березиниан) равен единице:

$$\mathrm{Ber}\,\frac{\partial(x_L',\theta_L')}{\partial(x_L,\theta_L)}=1,\qquad(5)$$

т. е. условием сохранения суперобъёма $\mathbb{C}^{4|2}$. Инфинитезимально оно имеет вид

$$\frac{\partial\lambda^\mu}{\partial x_L^\mu}-\frac{\partial\lambda^\alpha}{\partial\theta^\alpha}=0.\qquad(5')$$

Общие преобразования координат x_L^μ даются первым членом разложения по θ_L суперпараметра $\lambda^\mu(x_L,\theta_L)$, локальная суперсимметрия — первым членом разложения суперпараметра $\lambda^\alpha(x_L,\theta_L)$; локальным преобразованиям Лоренца отвечает линейный по θ_L член этого разложения. Остальные члены разложений λ^μ и λ^α либо соответствуют локальной конформной суперсимметрии [7, 11] и обращаются в нуль в силу условия (5'), либо описывают чисто калибровочные степени свободы.

Гравитационное аксиальное суперполе определяется след. геом. образом [11]. В комплексном суперпространстве $\mathbb{C}^{4|2}$ вводится вещественная гиперповерхность $\mathbb{R}^{4|4}$,

$$\mathbb{R}^{4|4}=\{x^\mu=\mathrm{Re}\,x_L^\mu,\ \theta^\alpha=\theta_L^\alpha,\ \bar{\theta}^{\dot\alpha}=(\overline{\theta_R^\alpha})\},$$

а мнимая часть векторной координаты отождествляется с аксиальным гравитац. суперполем,

$$H^\mu(x,\theta,\bar{\theta})=\mathrm{Im}\,x_L^\mu.$$

Группа общих преобразований координат (4) индуцирует на нём калибровочные преобразования. Возможна частичная фиксация калибровки, при к-рой в $H^\mu(x,\theta,\bar{\theta})$ остаются только физ. и вспомогат. поля мин. набора, обсуждённого выше на языке компонентных полей:

$$H^\mu(x,\theta,\bar{\theta})=\theta\sigma^a\bar{\theta}e_a^\mu(x)+\bar{\theta}\bar{\theta}\theta^\alpha\psi_\alpha^\mu(x)+\theta\theta\bar{\theta}^{\dot\alpha}\bar{\psi}_{\dot\alpha}^\mu(x)+$$

$$+\theta\theta\partial^\mu\frac{1}{\partial^2}(S(x)+iP(x))+\bar{\theta}\bar{\theta}\partial^\mu\frac{1}{\partial^2}(S(x)-iP(x))+$$

$$+\theta\theta\bar{\theta}\bar{\theta}A^\mu(x).$$

После такой фиксации калибровки остаётся калибровочная свобода, соответствующая общим преобразованиям координат в x-пространстве, локальной суперсимметрии и локальной группе Лоренца.

Супертензоры. Для описания геометрии искривлённого суперпространства $\mathbb{R}^{4|4}$ нужны тензорные (т. е. не зависящие от выбора системы координат или калибровки) объекты. Ковариантные производные в суперпространстве определяются через т. н. суперреперы E_A^M (обобщения тетрад) и связности ω_A^{BC}, аналогично тому, как это делается в обычном пространстве:

$$D_A = E_A^{\mu}\frac{\partial}{\partial x^{\mu}} + E_A^{\alpha}\frac{\partial}{\partial\theta^{\alpha}} + E_A^{\dot\alpha}\frac{\partial}{\partial\bar\theta^{\dot\alpha}} + \omega_A^{BC} L_{BC}, \qquad (6)$$

где A — либо векторный, либо спинорный индекс группы Лоренца в касат. пространстве, L_{BC} — её генераторы. Коммутатор двух таких производных (антикоммутатор, если обе спинорные) содержит тензоры кручения T_{AB}^{C} и кривизны R_{AB}^{CD} (см. *Кривизны тензор*)

$$[D_A, D_B] = T_{AB}^{C} D_C.$$

Чтобы довести возникающие из T_{AB}^{C}, R_{AB}^{CD} (при разложении по θ, $\bar\theta$) многочисленные тензорные величины до нужного и соответствующего физ. полям небольшого числа, на эти тензоры налагают связи [3, 5]. После этого все тензоры кручения и кривизны выражаются через небольшое число независимых величин: киральное суперполе R, $\bar D_{\dot a} R = 0$, вещественное векторное суперполе G^{μ}, киральное суперполе $W_{\alpha\beta\gamma}$ и их ковариантные производные. Существенно, что можно разрешить эти связи и выразить все тензоры кручения и кривизны, а также суперреперы и связности через гравитационное суперполе H^{μ} [8, 12]. По сравнению с общей геометрией $\mathbb{R}^{4|4}$ вложение его в $\mathbb{C}^{4|2}$ с помощью H^{μ} порождает определённую комплексную геометрию. Её дальнейшее уточнение (получение ур-ний для H^{μ}) производится на основе вариационного принципа [12].

Принцип наименьшего действия. Для простой С. он имеет ясную геом. интерпретацию: нужно минимизировать инвариантный суперобъём $\mathbb{R}^{4|4}$ [13]. Др. словами, $\mathbb{R}^{4|4}$ есть минимальная гиперповерхность в $\mathbb{C}^{4|2}$. Т. о., действие имеет вид

$$I_{SG} = \frac{1}{\varkappa^2}\int d^4x\, d^2\theta d^2\bar\theta\, E(x,\theta,\bar\theta), \qquad (7)$$

где E — супердетерминант суперрепера E_A^{μ}. Подстановка E_A^M в терминах гравитац. суперполя H^{μ} даёт нужную лагранжеву плотность [12]. Если С. взаимодействует с материей, то следует добавить и суперсимметричное действие для материи:

$$I = I_{SG} + \int d^4x\, d^2\theta\, d^2\bar\theta\, EL_m(\Phi, D\Phi),$$

где лагранжева плотность L_m получается из соответствующей лагранжевой плотности материи в плоском пространстве путём удлинения ковариантных производных (6). Ур-ния движения получаются варьированием действия по H^{μ}. В суперполях они имеют вид

$$G_{\mu} = \varkappa^2 V_{\mu},$$

где в правой части стоит т. н. суперток. На языке обычных компонентных полей они сводятся к ур-нию Эйнштейна

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} R g_{\mu\nu} = \varkappa^2 T_{\mu\nu}$$

($R_{\mu\nu}$ — тензор Риччи, $R = R_{\mu\nu} g^{\mu\nu}$, $T_{\mu\nu}$ — тензор энергии-импульса материи), ковариантизованному ур-нию Рариты — Швингера

$$\varepsilon_{\mu\nu\lambda\rho}(\gamma_5\gamma^{\nu} D^{\lambda}\psi^{\rho})_{\alpha} = \varkappa J_{\alpha\mu}$$

и ур-ниям, фиксирующим вспомогат. поля. Источники $T_{\mu\nu}$ (тензор энергии-импульса) и $J_{\alpha\mu}$ (сохраняющийся ток суперсимметрии) являются компонентами супертока V_{μ}.

Компенсаторы. Действие (7) удобно трактовать след. образом. Если исходить из конформной С., к-рая содержит ещё одну локальную суперсимметрию, а также локальные масштабную и γ_5-симметрии, то березиниан E сам по себе не может быть лагранжевой плотностью, он имеет неподходящий конформный вес. Чтобы компенсировать этот вес, вводят т. н. компенсаторы. Для мин. набора полей компенсатором служит киральное (левое) суперполе $\varphi(x_L, \theta_L)$ [8], преобразующееся при преобразованиях (4) след. образом:

$$\varphi'_L(x'_L, \theta'_L) = \left(\mathrm{Ber}\,\frac{\partial(x'_L, \theta'_L)}{\partial(x_L, \theta_L)}\right)^{1/3} \varphi(x_L, \theta_L). \qquad (8)$$

Теперь в качестве лагранжевой плотности можно взять $E\varphi\varphi$. С помощью (8) можно обратить компенсатор $\varphi(x_L, \theta_L)$ в единицу. Тогда получится действие (7) с группой инвариантности (4), (5). Так получается мин. версия С. Если в качестве компенсатора взять вместо кирального другие $N=1$ суперполя, то получатся др. версии $N=1$ С. вместо минимальной. В них гравитац. суперполями будут служить и векторное, и спинорное [8].

Историческая справка. Компонентное действие для $N=1$ С. было предложено в 1976 в [1] (первая работа в марте, вторая — в мае). Почти одновременно [2] было найдено линеаризов. действие для гравитационного аксиального суперполя со всеми вспомогат. полями. Вспомогат. поля были восстановлены в рамках компонентного подхода в [10]. Общий геом. подход к $N=1$ С. был развит в [3]. Гравитац. суперполе как мнимая часть координаты x_L^{μ} и соответствующая комплексная геометрия были развиты в [11, 12] (см. также монографию [8]). Замечательно, что компонентное действие для теории со спонтанно нарушенной локальной суперсимметрией было написано ещё в 1973 [4].

Расходимости в простой С. В случае обычной теории тяготения, хотя она и является неперенормируемой, расходимости (в отсутствие материальных связей) возникают начиная с двух петель диаграмм Фейнмана, однопетлевых расходимостей нет. Это можно объяснить на геом. языке из размерных соображений. *Контрчлен* для одной петли был бы квадратичен по тензору Римана. Используя аналог теоремы Гаусса (теорему Гаусса — Бонне), его можно заменить на члены, квадратичные по *Риччи тензорам* и скалярной кривизне. И те и другие, однако, обращаются в ноль на ур-ниях движения.

Аналогичные соображения определяют конечность однопетлевого приближения и в $N=1$ С.: контрчленом могла бы быть только величина $W^{\alpha\beta\gamma} W_{\alpha\beta\gamma}$, но соответствующий член в действии обращается в ноль на ур-ниях движения. Более того, пропадают и двухпетлевые расходимости. Единственный возможный контрчлен здесь также обращается в ноль на ур-ниях движения. Но уже в трёх петлях имеется кандидат в контрчлены и возникают неустранимые трёхпетлевые расходимости.

N = 2 супергравитация — простейшая из расширенных. В состав её супермультиплета на массовой поверхности входят гравитон, 2 гравитино и гравифотон ($\lambda = \pm 1$). Её лагранжева плотность состоит из скалярной кривизны, действий для гравитино и гравифотона, получающихся ковариантизацией соответствующих свободных действий, и простых неминимальных членов взаимодействия гравитино с гравифотоном [14, 5]. Она представляет собой первую из теорий С., в принципе объединяющую гравитацию с электромагнетизмом (гравифотон), и содержит 4 фермионные и 4 бозонные степени свободы. Объединение частиц со спинами 2 и 1 оказалось возможным благодаря наличию промежуточной ступени — гравитино со спином $^3/_2$. (Именно этой ступени не хватило А. Эйнштейну в его попытках создания единой теории эл.-магн. и гравитац. полей.)

Действие для физ. полей по построению инвариантно относительно группы общих преобразований координат 4-мерного пространства-времени и относительно локальной группы Лоренца, а также относительно преобразований локальной $N=2$ суперсимметрии. Как и в случае $N=1$, алгебра локальной $N=2$ суперсимметрии на физ. полях замыкается только на массовой поверхности (т. е. на ур-ниях движения). Чтобы добиться её замыкания вне массовой поверхности и чтобы преобразования имели модельно-независимый, универсальный вид, необходимы $N=2$ вспомогат. поля. К 1984 было найдено 3 разл. набора вспомогат. полей [15], каждый из к-рых включает 40 бозонных и 40 фермионных степеней свободы. Они соот-

ветствуют фактически 3 разл. компенсаторам [16]. Полные наборы полей, входящих в каждый из этих гравитационных $N=2$ супермультиплетов, можно найти в [15, 16].

Суперполевая $N=2$ супергравитация. Как и в случае $N=1$ С., было много попыток представить $N=2$ С. в суперпространстве. Эта задача была решена лишь в 1987. В стандартном суперпространстве

$$\{x^\mu, \theta^{\alpha i}, \bar\theta_i^{\dot\alpha}\} \qquad (9)$$

(i — изотопич. индекс) связи на тензоры кручения были полностью найдены для $N=2$ С. и высших расширенных С. в [17]. Однако разрешение этих связей натолкнулось на значит. трудности. Обычное суперпространство оказалось неадекватным задаче, и вместо него понадобилось введение т. н. гармонического суперпространства. Именно в гармонич. суперпространстве, точнее в его аналитич. подпространстве, реализуется группа $N=2$ С. как группа общих преобразований координат и оказывается возможным построение версий $N=2$ С. в терминах суперполей без связей [18]. Гармонич. суперпространство получается из стандартного (9) добавлением двумерной сферы S^2 с гармониками $u_i^\pm$, $i=1, 2$, в качестве координат. Гармоники подчиняются условию $u^{+i}u_i^- = 1$ и определены с точностью до фазы, $u_i^{\pm\prime} = e^{\pm i\alpha}u_i^\pm$. Далее, от спинорных переменных с открытым изотопич. индексом i (9) нужно перейти к переменным $\theta_\alpha^\pm = \theta_\alpha^i u_i^\pm$, $\bar\theta_{\dot\alpha}^\pm = \bar\theta_{\dot\alpha}^i u_i^\pm$ с открытым $U(1)$-индексом $^\pm$. Аналитическое $N=2$ суперпространство содержит спинорные переменные θ_α^+, $\bar\theta_{\dot\alpha}^+$ и не содержит θ_α^-, $\bar\theta_{\dot\alpha}^-$,

$$\{\zeta^M \equiv (x^\mu, \theta^{+\alpha}, \bar\theta^{+\dot\alpha}), u^\pm\},$$

и в нём реализуется $N=2$ суперсимметрия. Группа конформной $N=2$ С. есть группа

$$\delta\zeta^M = \lambda^M(\zeta, u),$$
$$\delta u_i^+ = \lambda^{(+2)}(\zeta, u)u_i^-,\ \delta u_i^- = 0, \qquad (10)$$
$$\delta\theta^{-\alpha} = \lambda^{-\alpha}(\zeta, u, \theta^-, \bar\theta^-),\ \delta\bar\theta^{-\dot\alpha} = \bar\lambda^{-\dot\alpha}(\zeta, u, \theta^-, \bar\theta^-),$$

где λ^M, $\lambda^{(+2)}$, $\lambda^{-\alpha}$ — соответствующие калибровочные суперпараметры. Гравитац. суперполями теории оказываются суперреперы, возникшие в ковариантной гармонич. производной, аналитич. суперполя $H^{(+4)}(\zeta, u)$, $H^{(+2)M}(\zeta, u)$ и спинорные суперполя общего вида $H^{(+2)\hat\alpha-}(\zeta, u, \theta^-, \bar\theta^-)$, где $\hat\alpha$ означает либо α, либо $\dot\alpha$. Эти суперполя с супергруппой (10) правильно описывают физ. поля конформной $N=2$ С.

Чтобы перейти к эйнштейновской $N=2$ С., следует компенсировать нек-рые из добавочных калибровочных инвариантностей, характерных для конформного случая. Это достигается введением соответствующих компенсирующих мультиплетов. Один из них описывается $N=2$ максвелловским суперполем, другой является супермультиплетом материи. Действие записывается как действие конформной $N=2$ С. Для компенсаторов, описываемых суперполями с наложением подходящей сторонней связи, воспроизводятся обсуждавшиеся выше версии $N=2$ С. с конечным числом вспомогат. полей [18]. Дефектом всех этих версий является то, что в них нельзя вводить самодействие физ. материальных полей общего вида. Однако, если выбрать в качестве компенсатора аналитич. суперполе, не ограниченное связями, q^+-гипермультиплет (см. *Суперпространство*), то возникает новая версия С., к-рая допускает самые общие самодействия (всегда можно построить нужную плотность) и тем самым имеет наибольшие шансы быть использованной в феноменологич. моделях. Характерное её свойство — бесконечное число вспомогат. полей.

Высшие ($N>2$) расширенные С. ещё далеки от завершения. Хотя для конформных С. с $N=3$, 4 вспомогат. поля известны (их конечный набор), геом. суперполевые формулировки этих С. пока не построены. В наиб. интересном случае эйнштейновских С. с $N\geqslant 3$ вспомогат. поля не найдены и формулировки вне массовой поверхности не известны. На массовой поверхности их формулировки существуют и на языке компонентных полей, и на языке суперполей [5, 19]. Практически все расширенные теории С. в пространстве 4 измерений допускают формулировку как теории $N=1$ С., но в пространстве большего числа измерений. Затем происходит компактификация до 4-мерного пространства-времени, в процессе к-рой отщепляется компактное многообразие. Группа его симметрий отождествляется с группой *внутренних симметрий* 4-мерного мира. Такая программа привела к всплеску интереса к теориям Калуцы — Клейна [19]. Наибольшее внимание привлекает $N=8$ С.

$N=8$ С. Как говорилось выше, $N=8$ — макс. значение N. На массовой поверхности $N=8$ теория описывает гравитон, гравитино, 28 векторных полей, 35 спинорных и 56 скалярных. Теория допускает наиб. простую формулировку в 11-мерном пространстве, где на «массовой поверхности» она описывает «гравитон» $e_\mu^a(\mu, a=1, \ldots, 11)$, «гравитино» ψ_μ^α ($\alpha=1, \ldots, 32$) и «фотон» — антисимметричный тензор 3-го ранга $A_{\mu\nu\rho}$ [20]. При правильном учёте калибровочной инвариантности и ур-ний движения имеется 128 фермионных и 128 бозонных степеней свободы на массовой поверхности.

Действие выглядит достаточно просто, описание обозначений, 11-мерных матриц Дирака и т. д. см. в [5, 10, 20]. В обзоре [19] хорошо изложены тонкие моменты разл. способов компактификации с выделением 7-мерного многообразия.

Симметрия $N=8$ С. — ортогональная группа $O(8)$ — оказалась недостаточно широкой, чтобы вместить в себя прямое произведение цветовой группы *квантовой хромодинамики* на группу стандартной теории *электрослабого взаимодействия*, $SU(3)_c \times SU(2) \times U(1)$, блестяще подтверждённых экспериментом. К тому же группа $O(8)$ является группой глобальной симметрии. Однако в неё можно всё же поместить $SU(3)_c \times U(1) \times U(1)$. В принципе существуют изощрённые варианты $N=8$ С., в к-рых $O(8)$ является калибровочной, а 28 векторных полей становятся соответствующими *Янга — Миллса полями*. Основная нерешённая проблема моделей такого рода — присутствие большой космологич. постоянной.

Другой мыслимый путь появления калибровочной группы стандартной модели в рамках $N=8$ С. основан на наблюдении, что на массовой поверхности симметрия $O(8)$ расширяется до $SU(8)$ [21]. Более того, лагранжиан $N=8$ С. обладает нелинейной E_7 симметрией, 56 входящих в него скаляров описываются нелинейной сигма-моделью (см. *Сигма-модели*) на однородном пространстве группы E_7 с $SU(8)$ в качестве группы стабильности вакуума. Идея [21] состоит в том, чтобы сделать $SU(8)$ локальной введением 63 чисто калибровочных скалярных степеней свободы. При этом в лагранжиан необходимо ввести $SU(8)$-калибровочные векторные поля без кинетич. членов. На классич. (до квантования) уровне эти поля не распространяются, и после их исключения посредством ур-ний движения и выбора «унитарной» калибровки, в к-рой 63 калибровочных скаляра равны нулю, восстанавливается исходный лагранжиан. Однако после квантования эти калибровочные поля в принципе могли бы приобрести кинетич. члены за счёт *радиационных поправок*. Тогда локальная группа $SU(8)$ стала бы настоящей калибровочной группой и появилось бы естеств. место для $SU(3)_c \times SU(2) \times U(1) \subset SU(8)$.

Ультрафиолетовые расходимости расширенных С. не устраняются до конца. Хотя они и обращаются в ноль для диаграмм с небольшим числом петель, тем не менее для любого варианта С. находится число петель, при к-ром контрчлены оказываются возможными, так что на основе симметрийных соображений не удаётся сделать к.-л. заключений о конечности теории.

Опыт исследований по С. открыл новые горизонты и оказался весьма полезным, напр., в теории суперструны и её компактификаций. Отметим, что в точечном пределе

теории суперструны (отвечающем учёту только безмассовых возбуждений) возникают 10-мерные С.

Лит.: 1) Freedman D. Z., van Nieuwenhuizen P., Ferrara S., Progress toward a theory of supergravity, «Phys. Rev.», 1976, v. D13, p. 3214; Deser S., Zumino B., Consistent supergravity, «Phys. Lett.», 1976, v. 62B, p. 335; 2) Огиевецкий В., Сокачев Э., Уравнения движения для суперполей, в кн.: Нелокальные, нелинейные и ненормированные теории поля. Материалы 4-го Международного совещания по нелокальным теориям поля. Алушта, апрель 1976, Дубна, 1976, с. 183; их же, On a vector superfield generated by the supercurrent, Дубна, 1976; их же, On a vector superfield generated by the supercurrent, «Nucl. Phys.», 1977, v. B124, p. 309; 3) Wess J., Zumino B., Superspace formulation of supergravity, «Phys. Lett.», 1977, v. 66B, p. 361; 4) Волков Д. В., Сорока В. А., Эффект Хиггса для голдстоуновских частиц со спином $^1/_2$, «Письма в ЖЭТФ», 1973, т. 18, с. 529; 5) van Nieuwenhuizen P., Supergravity, «Phys. Repts», 1981, v. 68, p. 189; 6) Nilles H. P., Supersymmetry, supergravity and particle physics, «Phys. Repts», 1984, v. 110, p. 1; 7) Fradkin E. S., Tseytlin A. A., Conformal supergravity, «Phys. Repts», 1985, v. 119, p. 233; 8) Gates S. J., jr., et al. Superspace or one thousand and one lessons in supersymmetry, Reading (Mass.), 1983; 9) Весс Ю., Беггер Дж., Суперсимметрия и супергравитация, пер. с англ., М., 1986; 10) Stelle K. S., West P. C., Minimal auxiliary fields for supergravity, «Phys. Lett.», 1978, v. 74B, p. 330; Ferrara S., van Nieuwenhuizen P., The auxilliary fields of supergravity, «Phys. Lett.», 1978, v. 74B, p. 333; 11) Огиевецкий В., Сокачев Э., Аксиальное суперполе и группа супергравитации, «Ядерная физика», 1978, т. 28, с. 1631; 12) их же, Гравитационное аксиальное суперполе и формализм дифференциальной геометрии, там же, 1980, т. 31, с. 821; 13) Wess J., Zumino B., Superfield Lagrangian for supergravity, «Phys. Lett.», 1978, v. 74B, p. 51; 14) Ferrara S., van Nieuwenhuizen P., Consistent supergravity with complex spin — $^3/_2$ gauge fields, «Phys. Rev. Lett.», 1976, v. 37, p. 1669; 15) Fradkin E. S., Vasiliev M. A., Minimal set of auxiliary fields in SO(2) — extended supergravity, «Phys. Lett.», 1979, v. 85B, p. 47; de Wit B., van Holten J., van Proeyen A., Transformation rules of $N=2$ supergravity multiplets, «Nucl. Phys.», 1980, v. B167, p. 186; 16) de Wit B., Lauwers P., van Proeyen A., Lagrangians of $N=2$ supergravity — matter systems, «Nucl. Phys.», 1985, v. B255, p. 569; 17) Howe P. S., Supergravity in superspace, «Nucl. Phys.», 1982, v. B199, p. 309; 18) Galperin A. [a. o.], $N=2$ supergravity in superspace, «Class. Quantum Grav.», 1987, v. 4, p. 1235, 1255; 19) Duff M., Nilsson B. E. W., Pope C. N., Kaluza — Klein supergravity, «Phys. Repts», 1986, v. 130, p. 1; 20) Cremmer E., Julia B., Scherk J., Supergravity theory in 11 dimensions, «Phys. Lett.», 1978, v. 76B, p. 409; 21) их же, The SO (8) supergravity, «Nucl. Phys.», 1979, v. B159, p. 141.

Е. А. Иванов, В. И. Огиевецкий.

СУПЕРИО́ННЫЕ ПРОВОДНИКИ́ — см. *Ионные суперпроводники.*

СУПЕРМУЛЬТИПЛЕ́Т — неприводимое представление *суперсимметрии*, содержащее фермионы и бозоны. В любом С. число бозонных степеней свободы равно числу фермионных.

В простой $N=1$ суперсимметрии при отличной от нуля массе покоя С. характеризуется значением суперспина. При данном суперспине S С. содержит частицы ненулевой массы со спинами $S-{}^1/_2$, S, S, $S+{}^1/_2$. Киральный С. имеет суперспин $S=0$ и содержит, соответственно, 2 скалярных поля (спин 0) и одно спинорное (спин $^1/_2$). Векторный С. обладает суперспином $^1/_2$ и включает одну скалярную частицу (спин 0), 2 спинорные (спин $^1/_2$) и одну векторную (спин 1).

При нулевой массе покоя в $N=1$ суперсимметрии каждый С. состоит из пары состояний, *спиральности* λ к-рых отличаются на $^1/_2$ и обозначаются $(\lambda, \lambda-{}^1/_2)$. Так, калибровочный С. $(1, {}^1/_2)$ состоит из безмассового фотона ($\lambda=1$) и *фотино* ($\lambda={}^1/_2$), гравитац. мультиплет $(2, {}^3/_2)$ содержит *гравитон* ($\lambda=2$) и *гравитино* ($\lambda={}^3/_2$).

В расширенных суперсимметриях с N спинорными генераторами С. с нулевой массой покоя включают состояния со следующими значениями спиральности и кратностью:

спиральность	λ_0	$\lambda_0-{}^1/_2$	λ_0-1	...	$\lambda_0-\frac{k}{2}$	...	$\lambda_0-\frac{N}{2}$
кратность (число состояний)	1	N	$\frac{N(N-1)}{2}$	...	$\frac{N!}{k!(N-k)!}$	...	1

При CPT-сопряжении знак спиральности меняется, поэтому в любой релятивистски-инвариантной теории такой мультиплет будет выступать в паре с CPT-сопряжённым, т. е. содержащим состояния с той же кратностью, но с противоположными по знаку значениями спиральностей. Напр., в $N=3$ расширенной суперсимметрии С. (-1), $(-{}^1/_2)^3$, $(0)^3$, $(+{}^1/_2)$ будет сопровождаться С. 1, $({}^1/_2)^3$, $(0)^3$, $(-{}^1/_2)$, так что полный калибровочный С. будет содержать одно векторное поле, 4 спинорных и 6 скалярных.

Т. н. максимальные супермультиплеты самосопряжены относительно CPT. К ним относятся $N=4$ калибровочный С., начинающийся с $\lambda_0=+1$:

спиральность	$+1$	$+{}^1/_2$	0	$-{}^1/_2$	-1
кратность	1	4	6	4	1

и $N=8$ гравитационный С. с $\lambda_0=+2$:

спиральность	$+2$	$+{}^3/_2$	$+1$	$+{}^1/_2$	0	$-{}^1/_2$	-1	$-{}^3/_2$	-2
кратность	1	8	28	56	70	56	28	8	1

С. для массивных частиц в расширенной N суперсимметрии устроен сложнее. Спектр спинов частиц в нём простирается

$$\text{от } S_{\text{макс}}=I+\frac{N}{2} \text{ до } S_{\text{мин}}=\text{макс}\left(0, I-\frac{N}{2}\right),$$

где I — целое или полуцелое число. Отсюда следует, что в случае $N=2$ любой массивный С. содержит частицы, по крайней мере, со спином 1, в случае $N=3$ — со спином $^3/_2$ и т. д. По этой причине рассмотрение массивных частиц в точных расширенных суперсимметриях лишено особого смысла, масса должна возникать либо за счёт нарушения суперсимметрии, либо за счёт её модификации центральными зарядами. В расширенных суперсимметричных моделях с центр. зарядами значение наибольшего спина в массивном С. может уменьшаться. Напр., при чётном N и одном центр. заряде макс. спин простейшего С. с $I=0$ равен $({}^1/_4)$ N, т. е. половине $S_{\text{макс}}$ без центр. заряда. Структура массивных С. оказывается такой же, как и в суперсимметрии с $({}^1/_2)$ N без центр. зарядов, однако число состояний при этом удваивается. Центр. заряд преобразует друг в друга состояния из каждой такой пары.

Вне массовой поверхности суперсимметрия имеет естеств. реализацию на полях, к-рые также можно группировать в С. Поскольку число компонент спинорных полей в два раза превышает число соответствующих состояний с полуцелым спином на массовой поверхности, для соблюдения равенства числа бозонных и фермионных степеней свободы полевые С. должны с необходимостью включать вспомогат. поля. Последние обеспечивают замыкание алгебры суперсимметрии вне массовой поверхности и появляются естеств. образом в суперполях (см. *Суперпространство*). На массовой поверхности существует взаимнооднозначное соответствие между представлениями на полях и одночастичных состояниях.

Лит.: Огиевецкий В., Мезинческу Л., Симметрии между бозонами и фермионами и суперполя, «УФН», 1975, т. 117, в. 4, с. 637; Sohnius M. F., Introducing supersymmetry, «Phys. Repts», 1985, v. 128, p. 39.

Е. А. Иванов, В. И. Огиевецкий.

СУПЕРОБЪЕДИНЕ́НИЕ — объединение сильного, эл.-магн., слабого и, возможно, гравитац. взаимодействий в рамках теории *суперсимметрии*. Стандартная модель *великого объединения*, включающая в себя единую теорию *электрослабого взаимодействия* с энергетич. шкалой ~ 100 ГэВ и *квантовую хромодинамику*, подтверждена опытом во всех своих предсказаниях. При переходе к теории С. возникает шкала существенно др. порядка (10^{15} ГэВ). Это ведёт к т. н. проблеме иерархии, т. е. трудностям в сосуществовании столь разных шкал. Масса скалярных *Хиггса бозонов* в стандартной модели должна быть порядка (10^2-10^3) ГэВ. Такое значение массы трудно по-

нять при наличии квадратично расходящихся радиац. поправок и шкалы 10^{15} ГэВ. Нужны очень тонкие подгонки, теория становится «ненатуральной». Как добиться «натуральности»? Как уменьшить большое число параметров, присущих стандартной модели и С.? Какая симметрия может помочь сохранить небольшой массу хиггсовских бозонов? Единственным пока кандидатом является суперсимметрия. В суперсимметризов. теории уже нет квадратичных расходимостей по массе, квадратично расходящиеся добавки от бозонов взаимно сокращаются с такими же добавками от суперсимметричных партнёров, т. е. фермионов. Характерные для суперсимметрии теоремы о неперенормировке, о неизменении соотношений между параметрами при учёте радиац. добавок значительно облегчают вопрос об устойчивости выбора параметров на уровне древесного приближения.

В суперсимметризов. теории каждая обычная частица должна сопровождаться суперсимметричным партнёром, в *супермультиплеты* входит равное число фермионов и бозонов. Пока (1996) не обнаружено ни одного суперпартнёра, установлены только ниж. границы на их массы. Их поиск составляет важнейшую задачу новых ускорителей. Масса суперпартнёров должна быть достаточно большой, т. е. суперсимметрия должна быть сильно нарушенной. По-видимому, в механизме нарушения суперсимметрии существенную роль должна играть *супергравитация*. Возможные феноменологич. суперсимметричные модели, их достижения и трудности обсуждаются во мн. обзорах (напр., [1—3]).

Наиб. амбициозным С. является сверхъединая теория всех взаимодействий, включая гравитационное, на основе максимально расширенной $N=8$ супергравитации [4]. В такой теории все поля, и фермионные и бозонные, входили бы на равных правах и все были бы калибровочными полями. Существенная трудность здесь — тот факт, что присущая $N=8$ супергравитации ортогональная группа $O(8)$, как калибровочная, не вмещает в себя группу стандартной модели великого объединения $SU(3)\times SU(2)\times U(1)$. Существуют попытки обойти эту трудность и сделать калибровочной унитарную группу $SU(8)$. Такая группа содержит прямое произведение $SU(5)\times SU(3)$. Первый сомножитель можно было бы отождествить с симметрией великого объединения, а второй — с симметрией поколений. Однако наибольшие надежды связываются с попытками достигнуть С. в рамках теории *суперструны*.

Лит.: 1) Nilles H. P., Supersymmetry, supergravity and particle physics, «Phys. Repts», 1984, v. 110, p. 1; 2) Haber H. E., Cane G. L., The search for supersymmetry. Probing physics beyond the standard model, «Phys. Repts», 1985, v. 117, p. 75; 3) Высоцкий М. И., Суперсимметричные модели элементарных частиц — физика для ускорителей нового поколения?, «УФН», 1985, т. 146, в. 4, с. 591; 4) Зумино Б., Супергравитация и великое объединение, в сб.: Геометрические идеи в физике, пер. с англ., М., 1983.

Е. А. Иванов, В. И. Огиевецкий.

СУПЕРОРТИКО́Н — см. в ст. *Передающие электронно-лучевые трубки.*

СУПЕРОТБО́РА ПРА́ВИЛА — ограничения на множество физ. *наблюдаемых* квантовой системы. Существование таких ограничений, указанное впервые в работе Дж. Вика (G. Wick), А. Вайтмана (A. Wightman) и Ю. Вигнера (E. Wigner) (1952), означало коррекцию и обобщение обычных постулатов квантовой теории, согласно к-рым любой вектор в *гильбертовом пространстве* состояний системы представлял физически реализуемое (чистое) состояние, а любой эрмитов оператор в этом пространстве представлял наблюдаемую (см. *Квантовая механика*). Механизм ограничений заключается в наличии нек-рых особых наблюдаемых, обладающих тем свойством, что собственные подпространства операторов этих наблюдаемых должны быть инвариантны относительно действия операторов любых наблюдаемых; тем самым все операторы, не сохраняющие указанных подпространств, из числа наблюдаемых исключаются. Оператор каждой такой наблюдаемой должен коммутировать с операторами всех других наблюдаемых; этот оператор называется суперотборным оператором, а его собственные подпространства — суперотборными секторами. Легко показать, что суперпозиции векторов из разных суперотборных секторов всегда представляют не чистые, а смешанные состояния. Матричные элементы всех наблюдаемых между разл. суперотборными секторами равны 0 (это создаёт аналогию с *отбора правилами* в атомной физике), что также означает равенство нулю всех вероятностей перехода между собственными подпространствами нек-рой сохраняющейся величины. На этом основании и дано название явлению: обычные правила отбора имеют место лишь для изолиров. систем и могут исчезать при включении внеш. воздействий, запрещая, таким образом, только спонтанные переходы; но С. п. запрещают любые переходы, и соответствующие им наблюдаемые иногда называют суперсохраняющимися.

В работе Вика и других были указаны 2 конкретных С. п., для к-рых суперотборными операторами служат полный электрич. заряд Q и т. н. оператор унивалентности $(-1)^{2S}$, где S — оператор полного спина (в последнем случае имеется всего 2 суперотборных сектора, объединяющих состояния, соответственно, целого и полуцелого спина, так что данное С. п. разделяет состояния с бозонной и фермионной статистикой). Затем был открыт ещё ряд С. п. Подобно Q С. п. порождают и др. заряды, отвечающие точным *внутренним симметриям* систем элементарных частиц: *барионное число* B и *лептонные числа* L_e и L_μ. В нерелятивистской квантовой теории галилеева инвариантность приводит к С. п. по массе (С. п. Баргмана), к-рое разделяет состояния разных масс; в разл. схемах квантовой теории измерения возникают С. п., связанные с характеристиками измерит. прибора, с учётом внеш. окружения, и т. д.

Строгая теория С. п. была построена на рубеже 1960-х и 70-х гг. в циклах работ С. Доплихера (S. Doplicher), Р. Хаага (R. Haag), Дж. Робертса (J. Roberts) и (независимо) В. Н. Сушко и С. С. Хоружего. Её базой служит *алгебраический подход* в квантовой теории поля с его аппаратом алгебр локальных и глобальных наблюдаемых. Важная черта С. п. — их глобальный характер: суперотборные наблюдаемые являются «макроскопич. наблюдаемыми», характеризующими поведение системы во всём пространстве-времени M, а не в к.-л. ограниченной области $O\subset M$; т. е. в подходе Хаага — Араки суперотборные операторы должны лежать не в локальных алгебрах фон Неймана $R(O)$, но только в глобальной алгебре R, а точнее, в её центре $Z=R\cap R'$, ввиду своей коммутативности с операторами всех наблюдаемых. Поэтому теория прежде всего устанавливает свойства алгебры R в системах с произвольным набором С. п. Доказано, что такая алгебра должна принадлежать классу, выделяемому следующими эквивалентными условиями: 1) гильбертово пространство алгебры R натягивается на векторы, отвечающие чистым состояниям на R; 2) R есть прямая сумма факторов R_γ типа I [т. е. алгебр, изоморфных алгебре $B(\mathscr{H})$ всех ограниченных операторов в некотором гильбертовом пространстве $\mathscr{H}$]; 3) R есть алгебра типа I (т. е. разложима в прямую сумму или интеграл факторов типа I) и Z включает только операторы с точечным (дискретным) спектром (см. *Спектр оператора*). Пространства $\mathscr{H}_\gamma$, где действуют факторы R_γ, называются когерентными суперотборными секторами и обладают тем свойством, что каждый их вектор является общим собственным вектором для всех суперотборных операторов. Т. о., разложение пространства состояний на когерентные суперотборные секторы совпадает с центр. разложением (т. е. разложением на факторы, алгебры с тривиальным центром) глобальной *наблюдаемых алгебры*. По смыслу оно аналогично разложению на чистые фазы в статистич. механике и осуществляет полное разделение классич. (макроскопич.) и квантовых (микроскопич., локальных) свойств: центр Z — алгебра классич. наблюдаемых системы, а когерентные секторы $<R_\gamma, \mathscr{H}_\gamma>$ — её чисто квантовые компоненты. В рамках абстрактного подхода Хаага — Кастлера супер-

отборные секторы описываются как представления абстрактной C^*-алгебры квазилокальных наблюдаемых. Состояния в этих секторах подчиняются нормальной (Бозе — Ферми) статистике тогда и только тогда, когда соответствующие представления неприводимы или, что то же, $R_\gamma = B(\mathscr{H}_\gamma)$; в противном случае они подчиняются к.-л. из *парастатистик*, задаваемых неодномерными *представлениями группы* перестановок.

Ещё в 1965 г. Х. Борхерсом (H. Borchers) была указана глубокая связь С. п. с понятием квантованного поля. Поле интуитивно мыслится как поток квантов, элементарных носителей физ. характеристик системы — квантовых чисел заряда, спина, странности и др.; действуя на физ. состояния с определ. значениями таких характеристик, поле изменяет эти значения. Если же с данной характеристикой связано С. п. и состояния с разными её значениями лежат в разных секторах, то поле будет переводить состояния из одного сектора в другой. Итак, поля, в отличие от наблюдаемых, не сохраняют, вообще говоря, суперотборных секторов; и в рамках алгебраич. подхода, где поля на исходной стадии отсутствуют, они могут строиться как объекты, связывающие разные суперотборные секторы — нек-рые «операторы переплетения», в терминах теории представлений. Разработка этой идеи, осуществлявшаяся гл. обр. Доплихером и Робертсом, а также Ю. Фрёлихом (J. Frölich), Д. Буххольцем (D. Buchholz) и др., составила новый этап не только теории С. п., но и алгебраич. подхода в целом. Она привела к сложным матем. задачам, потребовав нетривиального развития ряда направлений теории C^*-алгебр, и только в 1990-х гг. приблизилась к завершению. Её физ. результаты состоят прежде всего в принципиальном углублении как теории С. п., так и концепции квантованного поля. Был обнаружен целый ряд новых видов С. п., присущих совр. моделям с *калибровочными полями, топологическими зарядами* (в частности, *солитонами*) и фазовыми переходами. С др. стороны, методика построения полей на базе алгебраич. формализма наблюдаемых и состояний приводит к полевым объектам весьма общего, иногда ранее неизвестного вида: если в пространстве Минковского эти объекты подчиняются статистикам, описываемым группой перестановок, то в 2- и 3-мерных системах обнаружены полевые объекты, статистика к-рых описывается т. н. группой кос Артина. Изучение этих проблем активно продолжается (1996).

Лит.: Хоружий С. С., Введение в алгебраическую квантовую теорию поля, М., 1986; Боголюбов Н. Н., Логунов А. А., Оксак А. И., Тодоров И. Т., Общие принципы квантовой теории поля, М., 1987; The algebraic theory of superselection sectors, ed. by D. Kastler, Singapore, 1990; Haag R., Local quantum physics, B., 1992.

С. С. Хоружий.

СУПЕРПАРАМАГНЕТИ́ЗМ — квазипарамагнитное поведение систем, состоящих из совокупности очень мелких ферро- или ферримагнитных частиц (см. *Парамагнетизм*). Малым частицам этих веществ свойственно однодоменное состояние (см. *Однодоменные частицы*) с однородной самопроизвольной намагниченностью по всему объёму частицы. При дальнейшем уменьшении размеров частиц, но при сохранении намагниченности (т. е. при темп-ре ниже *Кюри точки*) возрастает вероятность тепловых флуктуаций ориентации *магнитного момента* $\boldsymbol{M}$ частицы. Вектор $\boldsymbol{M}$ ориентируется вдоль легчайшего направления намагничивания, определяемого суммарной *магнитной анизотропией* частицы, поэтому для поворота вектора $\boldsymbol{M}$ из этого направления необходимо преодолеть энергетич. барьер $\sim KV$, где K — константа суммарной анизотропии, V — объём частицы. Вектор $\boldsymbol{M}$ может изменить ориентацию, когда ср. энергия kT тепловых флуктуаций делается сопоставимой с энергией анизотропии KV или превышает её: $kT \geqslant KV$. В типичных ферро- или ферримагнетиках $K \sim 10^7 - 10^3$ эрг/см^3. Т. о., при темп-ре $T \sim 100$ К (*Больцмана постоянная* $k \sim 10^{-16}$ эрг/К), когда $kT \sim 10^{-14}$ эрг, влияние тепловых флуктуаций становится заметным для частиц, объём к-рых меньше $10^{-21} - 10^{-17}$ см^3 (линейные размеры меньше 1—10 нм). При этих условиях магн. моменты частиц ведут себя по отношению к воздействию внеш. магн. поля $\boldsymbol{H}$ и темп-ры T подобно парамагнитному газу атомов или молекул, с той лишь разницей, что в газе в результате тепловых флуктуаций (столкновений) изменяют положение и пространственную ориентацию сами магнитно-активные атомы (молекулы) вместе со своими моментами, тогда как однодоменные ферро- или ферримагнитные частицы в твёрдом теле остаются неподвижными, происходит лишь изменение ориентации их магн. момента $\boldsymbol{M}$ под влиянием тепловых флуктуаций. Несмотря на это различие, эффект оказывается в обоих случаях одинаковым. Это и позволило Бину (C. P. Bean, 1955) ввести термин «С.» [1]. На саму возможность броуновского вращения моментов частиц впервые указал Л. Неель (L. Neel, 1949) [2]. Т. о., в системах с С. элементарными носителями магнетизма являются не отд. атомы (молекулы), а макрочастицы, содержащие до $10^9 - 10^6$ атомов. Зависимость относит. намагниченности M/M_0 систем с С. (M_0 — магн. насыщение при $T = 0$ К) от H и T, как и для парамагн. газов, даётся ф-лой Ланжевена

$$M/M_0 = \mathrm{cth}(MH/kT) - kT/MH. \qquad (*)$$

В силу больших значений M в системах с С. зависимость (*) реализуется в легко достижимых полях H. Размер частиц с С. можно определить по измерению начального наклона зависимости (*), равного $M/3kT$. Можно определить как времена *релаксации* момента, так и др. равновесные и кинетич. магн. характеристики С.

Типичными примерами систем с С. являются сплавы меди с кобальтом ($\approx 2\%$ Co), мелкие выделения железа в β-латуни ($\approx 0{,}1\%$ Fe), сплавы Cu с Mn, Au и Ni, тонкие порошки Ni, нек-рых *ферритов* и др.

Мелкие однодоменные частицы могут существовать не только в твердотельных ферро- и ферримагнитных сплавах и соединениях, но и в *магнитных жидкостях* (суспензиях), к-рые получаются диспергированием ферро- или ферримагн. частиц в однодоменном состоянии в обычных жидкостях. Именно в этих системах С. впервые наблюдался В. Эльмором (W. Elmor, 1938) [3]. В суспензии однодоменных частиц равновесное распределение магн. моментов достигается вращением самих частиц благодаря их броуновскому движению. В этом случае время релаксации должно существенно зависеть от вязкости жидкости. Наконец возможны ещё квантовомеханич. изменения ориентации моментов $\boldsymbol{M}$ частиц (туннельные переходы, см. *Туннельный эффект*).

С. интересен не только как специфич. магн. явление; исследования С. позволяют независимо определить ряд магн. параметров, напр. температурный ход самопроизвольной намагниченности или точку Кюри. Кроме того, изучение С. открывает новые возможности для тонких структурных исследований, напр. в дисперсионно твердеющих сплавах, поскольку изучение С. позволяет разработать весьма чувствительные неповреждающие методы определения распределения частиц по размерам, состав выпадающей магн. фазы в начальных стадиях её зарождения и роста. Бином и Джекобсом (1956) был разработан метод, аналогичный гранулометрии — определение размеров мелких ферромагн. частиц в коллоидных растворах [4]. С. также применяется и при изучении магнетизма горных пород.

Л. Неель [5] показал, что мелкие частицы антиферромагнетиков (диам. ≈ 5 нм) также обладают особыми магн. свойствами, похожими на С., поскольку в них происходит нарушение полной компенсации моментов магн. подрешёток — они ведут себя при этом как ферримагн. частицы в состоянии С. Для менее мелких антиферромагн. частиц Неель предсказал явление, отличное от С., и назвал его суперантиферромагнетизмом. В этих частицах ещё не нарушена полная компенсация моментов подрешёток. Но если поверхность частиц имеет вид хорошо развитых кристаллографич. плоскостей и если у части из них узлы принадлежат к одному из типов магн. подрешёток (ферромагн. плоскость), то их магн. свойства оказываются зависящими от числа этих плоскостей в частице. При нечётном числе плоскостей частицы обладают С., при

чётном — начальная антиферромагн. восприимчивость (при $H=0$) частиц возрастает вдвое по сравнению с массивным образцом и стремится к обычному значению с ростом поля (доказано экспериментально на частицах антиферромагнетика NiO [5]). С. представляет интерес также в связи с исследованиями поликристаллов [6].

Лит.: 1) Bean C. P., Hysteresis loops of mixtures of ferromagnetic micropowders, «J. Appl. Phys.», 1955, v. 26, p. 1381; Bean C. P., Livingston J. D., Superparamagnetism, «J. Appl. Phys.», Suppl., 1959, v. 30, № 4, p. 120; 2) Néel L., Influence des fluctuations thermiques sur l'aimantation de grains ferromagnétiques trés fins, «Compt. Rend. Acad. Sci.», 1949, v. 228, № 8, p. 664; его же, Theorie du trainage magnétique des ferromagnétiques en grains fins avec application aux terres enites, «Ann. Geophys.», 1949, v. 5, № 2, p. 99; 3) Elmore W. C., Ferromagnetic colloids forstudying magnetic structures, «Phys. Rev.», 1938, v. 54, p. 309; его же, The magnetization of ferromagnetic colloids, там же, p. 1092; 4) Bean C. P., Jacobs I. S., Magnetic granulometry and super-magnetism, «J. Appl. Phys.», 1956, v. 27, p. 1448; 5) Néel L., Superparamagnétisme des grains très fins antiferromagnétiques, «Compt. Rend. Acad. Sci.», 1961, v. 252, № 26, p. 4075, 1961, v. 253, № 1, p. 9; 1962, v. 254, № 4, p. 598; 6) Труды Международной конференции по магнетизму — 94, Варшава, секция D 32, Poznań, 1994, с. 502.

С. В. Вонсовский.

СУПЕРПОЗИ́ЦИИ ПРИ́НЦИП (наложения принцип) — 1) допущение, согласно к-рому результирующий эффект воздействия неск. процессов (напр., колебательных) представляет собой сумму эффектов, вызываемых воздействием каждого процесса в отдельности, при условии, что последние взаимно не влияют друг на друга. С. п. строго применим лишь к системам, поведение к-рых описывается линейными соотношениями (т. н. линейные системы). Напр., если среда, в к-рой распространяется волна, линейна, т. е. её свойства не меняются под действием возмущений, создаваемых волной, то все эффекты, вызываемые негармонич. волной, могут быть определены как сумма эффектов, создаваемых каждой из её гармонич. составляющих. С. п. играет большую роль в теории колебаний, теории цепей и др. разделах физики и техники.

В. В. Мигулин.

2) В теории классич. полей и в квантовой теории С. п.— положение, согласно к-рому суперпозиция (т. е. результат суммирования, наложения друг на друга) любых допустимых в данных условиях состояний физ. системы (или возможных процессов в ней) является также допустимым состоянием (или соответственно возможным процессом). Так, классич. эл.-магн. поле в вакууме удовлетворяет С. п.: сумма любого числа физически реализуемых полей есть также физически реализуемое эл.-магн. поле. В силу С. п. эл.-магн. поле, созданное совокупностью электрич. зарядов и токов, равно сумме полей, создаваемых этими зарядами и токами по отдельности. Слабое гравитац. поле также с хорошей точностью подчиняется С. п.

В классич. физике С. п.— приближённый, он вытекает из линейности ур-ний движения соответствующих систем (что обычно является хорошим приближением для описания реальных систем), напр. *Максвелла уравнений* для эл.-магн. поля в пустоте. При отклонениях от линейности обнаруживаются нарушения С. п. Так, достаточно сильное гравитац. поле не удовлетворяет С. п., поскольку оно описывается нелинейными ур-ниями Эйнштейна (см. *Тяготение*); макроскопическое эл.-магн. поле в веществе, строго говоря, также не подчиняется С. п. в силу зависимости (иногда существенной) диэлектрич. и магн. проницаемостей от внеш. поля (напр., в ферромагнетике, лазерных материалах) и т. д.

В квантовой механике С. п.— фундам. принцип, один из осн. постулатов, определяющий вместе *с неопределённостей соотношением* структуры матем. аппарата теории. Из С. п. следует, что состояния квантовомеханич. системы должны изображаться векторами линейного пространства (см. *Квантовая механика*), в частности *волновыми функциями*, что *операторы* физ. величин должны быть линейными и т. д. С. п. утверждает, что если квантовомеханич. система может находиться в состояниях, описываемых волновыми ф-циями ψ_1, ψ_2,..., ψ_n, то физически допустимой будет и суперпозиция этих состояний, т. е. состояние, описываемое волновой ф-цией:

$$\psi = c_1\psi_1 + c_2\psi_2 + \ \dots\ + c_n\psi_n, \qquad (*)$$

где c_1, c_2, ..., c_n — произвольные комплексные числа. Из С. п. следует, что любая волновая ф-ция может быть разложена в сумму (вообще говоря, бесконечную) собств. ф-ций оператора любой физ. величины; при этом квадраты модулей коэф. в разложении имеют смысл вероятностей обнаружить на опыте соответствующие значения этой величины. Суперпозиция состояний (*) определяется не только модулями коэф. c_n, но и их относит. фазами, поэтому она означает интерференцию состояний ψ_n. Возможность такой интерференции проявляется, напр., в *дифракционном рассеянии* микрочастиц. Квантовый С. п. лишён наглядности, характерной для С. п. в классич. физике, т. к. в квантовой теории в суперпозиции участвуют (складываются) альтернативные, с классич. точки зрения взаимоисключающие друг друга, состояния. С. п. отражает волновую природу микрочастиц.

В релятивистской квантовой теории, рассматривающей процессы, в к-рых могут происходить взаимопревращения частиц, С. п. должен быть дополнен т. н. *суперотбора правилами*. Напр., суперпозиции состояний с разными значениями электрического, барионного, лептонного зарядов физически не реализуемы, их существование означало бы, что при измерении, напр., электрич. заряда квантовой системы можно с определ. вероятностью получить разные его значения, что противоречит опыту. Поэтому операторы физ. величин не должны менять заряды. Это накладывает на матричные элементы операторов определ. ограничения, к-рые и наз. правилами суперотбора.

Лит. см. при ст. *Квантовая механика.* *О. И. Завьялов.*

СУПЕРПОЗИ́ЦИИ СОСТОЯ́НИЙ ПРИ́НЦИП — важнейший постулат *квантовой механики*, лежащий в основе её физ. содержания и матем. аппарата. Необходимость С. с. п. обусловлена *корпускулярно-волновым дуализмом* — всеобщим и универсальным свойством природы. С. с. п. позволяет устранить противоречие между волновым и корпускулярным описанием явлений (существовавшим в рамках классич. представлений о частицах как материальных точках, движущихся по определ. траекториям) и описать волновые явления в терминах корпускулярных представлений. Согласно С. с. п., линейная суперпозиция любых возможных состояний системы, взятых с произвольными (комплексными) коэф., является также возможным состоянием системы (подробнее см. в ст. *Квантовая механика*).

СУПЕРПОЗИЦИО́ННОЕ ПРИБЛИЖЕ́НИЕ — приближённый метод обрыва цепочек ур-ний для корреляционных ф-ций в классич. *статистической физике*. Предложен Дж. Кирквудом (J. Kirkwood, 1935). Согласно С. п., трёхчастичная *корреляционная функция* распределения молекул $F_3(r_1, r_2, r_3)$ может быть приближённо выражена через парные корреляционные ф-ции $F_2(r_i, r_k)$, где $i, k = 1, 2, 3$, $F_3(r_1, r_2, r_3) = F_2(r_1, r_2)\,F_2(r_2, r_3)\,F_2(r_1, r_3)$, r_i — координаты центра масс взаимодействующих молекул.

С. п. Кирквуда широко использовалось в статистич. теории *жидкостей*, хотя трудно обосновать его теоретически или установить область его применимости. Из С. п. следует, что потенциал ср. сил, действующих на нек-рую фиксированную группу молекул жидкости, аддитивно складывается из парных потенциалов ср. сил. Термин «С. п.» связан с этим свойством. С помощью С. п. можно получить нелинейное интегральное ур-ние для $F_2(r_i, r_k)$ (Борна — Грина — Ивона ур-ние и *гиперцепное уравнение*). Эти ур-ния приводят к приближённому *уравнению состояния* для плотных газов и жидкостей в области, где справедлива классич. механика.

Лит.: Балеску Р., Равновесная и неравновесная статистическая механика, пер. с англ., т. 1, М., 1978, гл. 7.

Д. Н. Зубарев.

СУПЕРПО́ЛЕ — см. *Суперсимметрия, Суперпространство.*

СУПЕРПРОСТРА́НСТВО — расширенное пространство в теории *суперсимметрии*, к-рое кроме обычных пространственно-временны́х координат включает также спинорные координаты.

Спинорные переменные θ^α антикоммутируют друг с другом и коммутируют с координатами пространства-времени x^μ:

$$\theta^\alpha\theta^\beta+\theta^\beta\theta^\alpha=0,\quad \alpha,\beta=1,2;$$
$$x^\mu\theta^\beta-\theta^\beta x^\mu=0,\quad \mu=0,1,2,3, \tag{1}$$

и поэтому они могут рассматриваться как нечётные образующие нек-рой *Грассмана алгебры*, чётными образующими к-рой служат координаты x^μ. Отсюда название для θ^α — грассмановы координаты. Антикоммутативность θ^α необходима для обеспечения правильной связи спина и статистики. Важное следствие антикоммутативности грассмановых переменных — их нильпотентность:

$$(\theta^\alpha)^2=0 \text{ для любого } \alpha. \tag{2}$$

Концепция С. играет ключевую роль в суперсимметрии [1—6]: группа преобразований суперсимметрии имеет естеств. реализацию в С. как группа его движений, а соответствующие *супермультиплеты* компактно представляются суперполями [2] — ф-циями, заданными на С.

N-расширенная суперсимметрия Пуанкаре наиб. прямым образом может быть реализована в веществ. С. [1—6]:

$$\mathbb{R}^{4|4N}=\{x^\mu,\ \theta^{\alpha i},\ \bar\theta^{\dot\alpha}_j\} \tag{3}$$

с 4 чётными координатами x^μ и $4N$ нечётными координатами $\theta^{\alpha i}$, $\bar\theta^{\dot\alpha}_j$, $\alpha,\dot\alpha=1,2$; $i,j=1,2,\ldots,N$ [$\bar\theta^{\dot\alpha}_j\equiv(\theta^{\alpha j})^+$, $^+$ — эрмитово сопряжение]. Нечётные координаты являются двухкомпонентными вейлевскими спинорами (1/2, 0) и (0, 1/2) *Лоренца группы* и преобразуются соответственно по кварковому (верх. латинский индекс) и антикварковому (ниж. латинский индекс) представлениям унитарной группы автоморфизмов $U(N)$ расширенной суперсимметрии.

Преобразования суперсимметрии над координатами С. (суперсдвиги) имеют вид

$$\delta x^\mu=i(\varepsilon^{k\alpha}(\sigma^\mu)_{\alpha\dot\beta}\bar\theta^{\dot\beta}_k-\theta^{k\alpha}\sigma^\mu_{\alpha\dot\beta}\bar\varepsilon^{\dot\beta}_k),$$
$$\delta\theta^{\alpha i}=\varepsilon^{\alpha i},\ \delta\bar\theta^{\dot\alpha}_j=\bar\varepsilon^{\dot\alpha}_j, \tag{4}$$

где $\varepsilon^{\alpha i}$, $\bar\varepsilon^{\dot\alpha}_j$ — антикоммутирующие спинорные параметры, $\sigma^\mu=(I,\boldsymbol\sigma)$, $\boldsymbol\sigma$ — *Паули матрицы*, I — единичная матрица. Генераторы суперсдвигов (4) представляются дифференц. операторами на С. (3):

$$Q_{\alpha i}=\frac{1}{i}\frac{\partial}{\partial\theta^{\alpha i}}+(\sigma^\mu)_{\alpha\dot\beta}\bar\theta^{\dot\beta}_i\partial_\mu,$$
$$\bar Q^j_{\dot\alpha}=-\frac{1}{i}\frac{\partial}{\partial\bar\theta^{\dot\alpha}_j}-\bar\theta^{j\alpha}(\sigma^\mu)_{\alpha\dot\alpha}\partial_\mu \tag{5}$$

($\partial_\mu\equiv\partial/\partial x^\mu$) и вместе с генератором трансляций $P_\mu=i\partial_\mu$ образуют алгебру N-расширенной суперсимметрии Пуанкаре:

$$\{Q_{\alpha i},\bar Q^j_{\dot\beta}\}=2\delta^j_i(\sigma^\mu)_{\alpha\dot\beta}P_\mu,$$
$$\{Q_{\alpha i},Q_{\beta j}\}=\{\bar Q^i_{\dot\beta},\bar Q^i_{\dot\alpha}\}=0 \tag{6}$$

(где δ^j_i — символ Кронекера). (Полная супералгебра Пуанкаре включает также алгебры группы Лоренца и группы автоморфизмов.)

У одной и той же супергруппы может быть неск. различных С., в к-рых она действует как группа движений. Напр., в случае $N=1$ важную роль в физ. приложениях играет комплексное киральное (левое, L) С. $\mathbb{C}^{4|2}$, содержащее в 2 раза меньше спинорных переменных, чем вещественное С. $\mathbb{R}^{4|4}$,

$$\mathbb{C}^{4|2}=\{x^\mu_L,\ \theta^\alpha_L\}. \tag{7}$$

Оно содержит $\mathbb{R}^{4|4}$ как вещественную гиперповерхность. Для плоского пространства условия вложения $\mathbb{R}^{4|4}$ в $\mathbb{C}^{4|2}$ имеют вид

$$x^\mu_L=x^\mu+i\theta^\alpha(\sigma^\mu)_{\alpha\dot\beta}\bar\theta^{\dot\beta},$$
$$\theta^\alpha\equiv\theta^\alpha_L. \tag{8}$$

При $N>1$ также существуют киральные С. $\mathbb{C}^{4|2N}$, однако адекватными физ. теориями оказываются не они и не $\mathbb{R}^{4|4N}$, а аналитические гармонические С. (см. ниже).

Суперполя — ф-ции на С. [2,4—6]. Они представляют собой компактную форму записи супермультиплетов. Поля, составляющие супермультиплет, возникают как коэф. разложения суперполей по степеням грассмановых координат. Из-за нильпотентности последних эти разложения обрываются на конечном числе членов. Преобразования суперсимметрии замыкаются на суперполях вне массовой поверхности, т. е. без использования ур-ний движения. Необходимые для этой цели вспомогательные поля автоматически присутствуют в разложениях суперполей наряду с физ. полями. Это обеспечивает независимость вида преобразований суперсимметрии от рассматриваемой модели взаимодействия.

Суперполе на С. $\mathbb{R}^{4|4N}$

$$\Phi(x,\theta,\bar\theta)=\varphi(x)+\theta^{\alpha i}\chi_{\alpha i}(x)+\bar\theta_{\dot\alpha j}\bar\psi^{\dot\alpha j}(x)+\ldots \tag{9}$$

[где $\varphi(x)$ — скалярное, $\chi_{\alpha i}(x)$, $\bar\psi^{\dot\alpha j}(x)$ — вейлевские спинорные поля] содержит в общем случае 2^{4N} бозонных и столько же фермионных компонент (для вещественных суперполей это число уменьшается вдвое). Киральные суперполя, определённые на комплексном С. $\mathbb{C}^{4|2}$ или сопряжённом к нему, с необходимостью комплексны. Они содержат 2×2^{2N} степеней свободы (поскольку в них входят либо $\theta^{\alpha i}$, либо $\bar\theta^{\dot\alpha}_i$). Компонентные поля, стоящие в суперполе в слагаемых с отличающейся на единицу степенью θ, различаются спином или спиральностью на $^1/_2$ и грассмановой чётностью. Преобразования суперсимметрии компактно представляются ф-лой

$$\delta\Phi(x,\theta,\bar\theta)=i(\varepsilon^{\alpha i}Q_{\alpha i}-\bar\varepsilon^{\dot\alpha}_j\bar Q^j_{\dot\alpha})\Phi(x,\theta,\bar\theta). \tag{10}$$

Суперполе может иметь внеш. лоренцов индекс и индекс группы автоморфизмов суперсимметрии, а также индекс к.-л. группы *внутренней симметрии*.

В общем случае суперполя содержат неск. супермультиплетов. Напр., вещественное $N=1$ суперполе

$$\Phi(x,\theta,\bar\theta)=\varphi(x)+\theta^\alpha\psi_\alpha(x)+\bar\theta_{\dot\alpha}\bar\psi^{\dot\alpha}(x)+$$
$$+(\theta^\alpha\theta_\alpha)F(x)+(\bar\theta_{\dot\alpha}\bar\theta^{\dot\alpha})\bar F(x)-i\theta\sigma^\mu\bar\theta A_\mu(x)+$$
$$+i\theta^2\bar\theta_{\dot\alpha}\bar\lambda^{\dot\alpha}(x)-i\bar\theta^2\theta^\alpha\lambda_\alpha(x)+\theta^2\bar\theta^2D(x)$$
$$(\theta^2\equiv\theta^\alpha\theta_\alpha=\varepsilon^{\alpha\beta}\theta_\beta\theta_\alpha;$$
$$\bar\theta^2=(\bar\theta^2);\ \varepsilon^{12}=-\varepsilon^{21}=1) \tag{11}$$

содержит скалярный и векторный [включающий векторное поле $A_\mu(x)$] супермультиплеты вне массовой поверхности (здесь φ, F, D — произвольные скалярные поля, A_μ и λ_α, $\bar\lambda^{\dot\alpha}\equiv(\lambda^\alpha)^+$ — произвольные векторное и спинорные поля). Простейшим неприводимым суперполем является киральное $N=1$ суперполе

$$\varphi(x_L,\theta)=\varphi(x_L)+\theta^\alpha\psi_\alpha(x_L)+\theta^\alpha\theta_\alpha F(x_L), \tag{12}$$

описывающее скалярный $N=1$ супермультиплет вне массовой поверхности. Этот супермультиплет включает в себя два вещественных поля — скалярное и псевдоскалярное: $\varphi(x_L)\equiv A(x_L)+iB(x_L)$ (спин 0), спинор $\psi_\alpha(x_L)$ (спин 1/2) и два вещественных вспомогат. поля:

$$F(x_L)\equiv F_1(x_L)+iF_2(x_L).$$

Как и поля в пространстве Минковского, суперполя классифицируются по значениям соответствующих *Казимира операторов*, построенных из генераторов группы суперсимметрии [2, 4—8]. Квантовыми числами, имеющими смысл вне массовой поверхности, являются суперспин Y и суперизоспин I, к-рые обобщают понятия

спина и изоспина обычных полей (число операторов суперизоспина в общем случае равно рангу группы автоморфизмов). Суперспин данного супермультиплета совпадает с низшим значением спина у физ. компонентных полей. Напр., киральное суперполе (12) имеет $Y=0$, а $N=1$ суперполе $\Phi_J(x,\ \theta,\ \bar\theta)$, неприводимое по спину J, содержит четыре неприводимых супермультиплета с $Y=J-1/2,\ J,\ J,\ J+1/2$. В частности, суперполе (11) содержит мультиплеты с суперспинами 0 (дважды) и $1/2$. Простые правила подсчёта существуют и для суперизоспинов. Напр., суперизоспин неприводимого $N=2$ супермультиплета равен изоспину состояния с наивысшим спином [8].

Выделение из суперполей неприводимых представлений осуществляется, как и в случае обычных полей, либо наложением дополнит. условий (устраняющих лишние суперспины), либо за счёт требования *калибровочной инвариантности*. Чтобы условия неприводимости были ковариантны относительно суперсимметрии, они должны строиться из ковариантных дифференц. операторов. Такими операторами являются ковариантные спинорные производные

$$D_{\alpha i}=\frac{\partial}{\partial\theta^{\alpha i}}+i(\sigma^\mu)_{\alpha\dot\beta}\bar\theta^{\dot\beta}_i\partial_\mu,$$
$$\bar D^i_{\dot\alpha}=-\frac{\partial}{\partial\bar\theta^{\dot\alpha}_i}+i\theta^{\beta i}(\sigma^\mu)_{\beta\dot\alpha}\partial_\mu. \qquad (13)$$

Они антикоммутируют с генераторами группы суперсимметрии (4) и образуют супералгебру, изоморфную (5):

$$\{D_{\alpha i},\ \bar D^j_{\dot\beta}\}=2i\delta^j_i(\sigma^\mu)_{\alpha\dot\beta}\partial_\mu,\qquad \{D_{\alpha i},\ D_{\beta j}\}=0. \qquad (14)$$

Простейшими и наиб. геометричными являются условия, линейные по спинорным производным, напр. условия $N=1$ киральности, выделяющие в $\Phi(x,\ \theta,\ \bar\theta)$ неприводимые части с суперспином 0:

$$\bar D_{\dot\alpha}\Phi(x,\ \theta,\ \bar\theta)=0\Rightarrow\Phi\equiv\varphi(x_L,\ \theta)$$
или
$$D_\alpha\Phi(x,\ \theta,\ \bar\theta)=0\Rightarrow\Phi=\tilde\varphi(x_R,\ \bar\theta),\quad x^\mu_R=(x^\mu_L)^+=x^\mu-i\theta\sigma^\mu\bar\theta. \qquad (15)$$

Условия такого типа выражают аналитичность по грассмановым переменным (грассманову аналитичность) [9], т. к. они решаются через суперполя, определённые на С. с меньшим числом грассмановых образующих [в примере (15) — на $N=1$ киральном С.]. Принцип сохранения понятия грассмановой аналитичности лежит в основе суперполевой геометрии большинства известных суперсимметричных теорий (напр., полей Янга — Миллса, полей материи, *супергравитации*).

Возможны и условия более высокого порядка по спинорным производным. Напр., массивный векторный $N=1$ супермультиплет (суперспин $^1/_2$) выделяется условиями [2, 4, 7]

$$D^\alpha D_\alpha\Phi(x,\ \theta,\ \bar\theta)=\bar D_{\dot\alpha}\bar D^{\dot\alpha}\Phi(x,\ \theta,\ \bar\theta)=0;\quad \Phi=\Phi^+, \qquad (16)$$

к-рые следуют из соответствующих суперполевых ур-ний движения и содержат обычное условие поперечности для векторного поля $\partial^\mu A_\mu(x)=0$. Таким же условиям (однако вне массовой поверхности) удовлетворяет и напряжённость тензорного $N=1$ супермультиплета, включающего т. н. нотоф — калибровочный антисимметричный тензор, описывающий поле нулевой спиральности на массовой поверхности.

Смысл условий (15) или (16) становится ясным, если вместо нарушающей явную суперсимметрию процедуры разложения суперполей на компонентные поля пользоваться ковариантным методом проекций [5]. Идея этого метода состоит в том, чтобы вместе с исходным суперполем рассматривать и все его суперполевые проекции, получаемые действием на него всех возможных степеней спинорных производных. Поскольку каждая такая проекция начинается с соответствующей компоненты разложения по θ исходного суперполя, напр.:

$$\varphi(x_L,\ \theta)|_{\theta=0}=\varphi(x),\ D_\alpha\varphi(x_L,\ \theta)|_{\theta=0}=\psi_\alpha(x),\ \ldots,$$

то их набор полностью эквивалентен набору исходных компонентных полей. Ковариантные условия типа (15) или (16) исключают, приравнивая нулю, все суперполевые проекции, кроме тех, к-рые составляют данный неприводимый супермультиплет.

Др. способ освободиться от лишних полей состоит в том, чтобы сделать их калибровочными. Так, вещественное скалярное $N=1$ суперполе (11) с калибровочной группой

$$V'(x,\ \theta,\ \bar\theta)=V(x,\ \theta,\ \bar\theta)+[\lambda(x_L,\ \theta)-\bar\lambda(x_R,\ \bar\theta)] \qquad (17)$$

(где λ — произвольная калибровочная суперфункция) описывает абелев калибровочный $N=1$ супермультиплет [преобразования (17) включают обычное *калибровочное преобразование* векторного поля]. Он обладает суперспином $^1/_2$, супермультиплеты с нулевыми суперспинами становятся чисто калибровочными и могут быть исключены выбором калибровки. Неприводимый состав таких калибровочных суперполей удобно анализировать, приравнивая нулю все компоненты, сдвигающиеся на произвольные ф-ции при калибровочных преобразованиях (в т. н. калибровке Весса — Зумино) [4—6]. Калибровка Весса — Зумино для суперполя (17) имеет вид

$$V^{\text{в.-З.}}(x,\ \theta,\ \bar\theta)=-\theta\sigma^\mu\bar\theta A_\mu(x)+i\theta^2\bar\theta_{\dot\alpha}\bar\chi^{\dot\alpha}(x)-$$
$$-i\bar\theta^2\theta^\beta\chi_\beta(x)+\theta^2\bar\theta^2D(x). \qquad (18)$$

Здесь $A_\mu(x)$ и $\chi_\beta(x)$, $\bar\chi^{\dot\alpha}(x)$ — поля фотона и фотино (суперсимметричного партнёра фотона), $D(x)$ — вспомогат. поле. С учётом остаточной калибровочной инвариантности $A_\mu\to A_\mu+\partial_\mu\lambda(x)$ [$\lambda(x)$ — калибровочная ф-ция] в суперполе (18) присутствуют $4+4$ компоненты, составляющие калибровочный $N=1$ супермультиплет вне массовой поверхности.

Преимущества суперполевых формулировок. Осн. преимущество суперполевых формулировок суперсимметричных теорий над компонентными — наличие явной суперсимметрии вне массовой поверхности. Благодаря этому свойству наиб. полно выявляются замечат. геом. и квантовые следствия суперсимметрий. Как и в случае обычных полей, желательно, чтобы суперполя не были подвержены сторонним связям. Формулировки через суперполя без связей позволяют обнаруживать нетривиальные внутр. геометрии, присущие суперсимметричным теориям, они обладают простотой и элегантностью. Их главное практич. достоинство состоит в возможности построения инвариантной суперполевой теории возмущений, в рамках к-рой радикально упрощаются анализ сокращения квантовых расходимостей и доказательства конечности теории (открытие теорий поля, свободных от *ультрафиолетовых расходимостей*,— пока самое яркое достижение суперсимметрии). Доказательства конечности в суперполевом формализме основаны на общих теоремах о неперенормировке (отсутствии соответствующих суперполевых *контрчленов* [6]) и не требуют детальных расчётов диаграмм Фейнмана.

Построение явно инвариантных геом. суперполевых формулировок суперсимметричных теорий вне массовой поверхности полностью завершено для случаев $N=1$ и $N=2$. Существует также формулировка $N=3$ теории Янга — Миллса. Пока не найдено адекватного суперполевого описания $N=4$ теории Янга — Миллса и супергравитаций с $N\geqslant3$. Остаётся пока нерешённой задача построения суперсимметричных теорий типа *Калуцы — Клейна теории* (в пространствах высоких размерностей) и полевых теорий протяжённых суперсимметричных объектов типа суперструны (см. *Суперструны*). Теоретико-групповой и геом. основой всех известных инвариантных суперполевых формулировок служит принцип сохранения простейших представлений глобальной суперсимметрии при вклю-

чении взаимодействия. Поскольку в большинстве случаев эти представления выделяются условиями грассмановой аналитичности типа (15), указанный принцип эквивалентен требованию сохранения той или иной грассмановой аналитичности.

Примеры теорий в $N=1$ суперпространстве [4—6]. Построение инвариантных суперполевых действий основано на том свойстве, что при преобразованиях суперсимметрии к высшим компонентам суперполей [D-компонента вещественного (11) и F-компонента кирального (12) $N=1$ суперполей] добавляется полная производная. Поэтому интеграл по d^4x от высшей компоненты разложения по θ плотности лангранжиана, построенной из суперполей и их производных (спинорных и обычных), является инвариантом.

Простой пример $N=1$ суперполевого действия — действие массивного кирального суперполя с самодействием φ^3:

$$I=-\frac{1}{4}\int d^4x d^2\theta d^2\bar{\theta}\bar{\varphi}(x_L,\,\theta)\bar{\varphi}(x_R,\,\bar{\theta})+ \\ +\left[\int d^4x_L d^2\theta\left(\frac{m}{4}\varphi^2+\frac{1}{3}g\varphi^3\right)+\text{э. с.}\right], \tag{19}$$

где использовано интегрирование по грассмановым переменным (интегрирование по Березину [3]), к-рое является удобным явно инвариантным способом выделения высших компонент из суперполевых лагранжианов. Грассманово интегрирование эквивалентно дифференцированию:

$$\int d^4x d^2\theta d^2\bar{\theta}=\frac{1}{4}\int d^4x(D^\alpha D_\alpha)(\bar{D}_{\dot\alpha}\bar{D}^{\dot\alpha}), \\ \int d^4x_L d^2\theta=\frac{1}{2}\int d^4x_L(D^\alpha D_\alpha). \tag{20}$$

После перехода к компонентам и исключения вспомогат. полей $F(x)=F_1(x)+iF_2(x)$ с помощью ур-ний движения действие (19) сводится к выражению

$$I=\int d^4x\Big[\partial^\mu\varphi\partial_\mu\bar{\varphi}-i\frac{1}{2}\psi\sigma_\mu\partial^\mu\bar{\psi}-m^2\varphi\bar{\varphi}- \\ -\frac{m}{4}(\psi^\alpha\psi_\alpha+\bar{\psi}_{\dot\alpha}\bar{\psi}^{\dot\alpha})-2mg(\varphi+\bar{\varphi})\varphi\bar{\varphi}- \\ -4g^2(\varphi\bar{\varphi})^2-g(\psi^\alpha\psi_\alpha\varphi+\bar{\psi}_{\dot\alpha}\bar{\psi}^{\dot\alpha}\bar{\varphi})\Big] \tag{21}$$

(где m — масса, g — безразмерная константа связи), т. е. к действию массивного комплексного скалярного поля φ с самодействиями φ^3 и φ^4 и массивного майорановского спинора $\begin{pmatrix}\psi_\alpha\\ \bar{\psi}^{\dot\alpha}\end{pmatrix}$, взаимодействующих посредством юкавских связей (мстрика пространства Минковского выбрана в виде «$+---$»). Явная $N=1$ суперсимметрия действия (19) становится неявной в компонентном представлении (21). Она теперь выражается в равенстве масс бозонов и фермионов и в наличии единой константы связи.

Действие (19), (21) перенормируемо. Замечат. следствием его суперсимметрии является то, что вместо трёх независимых констант перенормировки, свойственных бозонной теории с самодействием φ^4, в нём появляется лишь одна такая константа (константа перенормировки волновой ф-ции). Этот факт является проявлением простейшего варианта теоремы о неперенормировке, к-рая следует из вида суперполевого действия (19) и явно инвариантной теории возмущений для киральных суперполей. Любой вклад в эфф. квантовое действие всегда локально представим интегралом по вещественному С. $\mathbb{R}^{4|4}$, но не по $\mathbb{C}^{4|2}$. Поэтому возможные суперполевые контрчлены всегда имеют структуру первого члена в действии (19), что приводит к появлению константы перенормировки только перед этим членом.

Самодействие φ^3 — единств. перенормируемое самодействие киральных $N=1$ суперполей [действие (19) можно обобщить на любое число таких суперполей].

Общий лагранжиан можно получить из (19) заменами

$$\varphi\bar{\varphi}\to K(\varphi,\,\bar{\varphi});\quad \frac{m}{4}\varphi^2+\frac{g}{3}\varphi^3\to P(\varphi),$$

где K и P — произвольные вещественная и комплексная ф-ции своих аргументов. Он приводит к кэлеровской нелинейной *сигма-модели* для физ. бозонов [10] и имеет простой геом. смысл.

Др. важная модель — $N=1$ калибровочная теория. Она описывается действием

$$I=\frac{1}{2g^2}\int d^4x_L d^2\theta\,\mathrm{Tr}(W^\alpha W_\alpha)+\text{э. с.}, \tag{22}$$

где W^α — киральная ковариантная спинорная напряжённость $N=1$ калибровочного суперполя $V^A(x,\,0,\,\bar{\theta})$:

$$W^\alpha=W^{\alpha A}T^A=\frac{1}{16}(\bar{D}_{\dot\alpha}\bar{D}^{\dot\alpha})\left[\exp(-2V^AT^A)D^\alpha\exp(2V^AT^A)\right], \tag{23}$$

$$\exp(2V^AT^A)=\exp\left[-i\bar{\lambda}^B(x_R,\,\bar{\theta})T^B\right]\exp(2V^AT^A)\times \\ \times\exp\left[i\lambda^B(x_L,\theta)T^B\right]. \tag{24}$$

Здесь T^A — генераторы калибровочной группы (A — индекс присоединённого представления группы). Трансформац. закон (24) в абелевом пределе сводится к (17), поэтому в $V^A(\bar{x},\,\theta,\,\bar{\theta})$ можно перейти к калибровке Весса—Зумино (18). В этой калибровке действие (22) переписывается в компонентах следующим образом:

$$I=\frac{1}{g^2}\int d^4x\,\mathrm{Tr}\left[-\frac{1}{4}G^{\mu\nu}G_{\mu\nu}-i\bar{\chi}\sigma^\mu D_\mu\bar{\chi}+\frac{1}{2}D^2\right], \tag{25}$$

где $G_{\mu\nu}\equiv G^A_{\mu\nu}T^A$ — обычная напряжённость поля Янга—Миллса и $(D_\mu\bar{\chi})^{\dot\alpha}$ — ковариантная производная в присоединённом представлении. Калибровочное $N=1$ суперполе V^A и суперполевая формулировка $N=1$ калибровочной теории могут быть выведены из требования, чтобы понятие киральности (15) сохраняло свой смысл для суперполей, принадлежащих к нетривиальным представлениям калибровочной группы. Тот же фундам. принцип сохранения киральности (т. е. $N=1$ грассмановой аналитичности) лежит в основе геом. формулировок $N=1$ супергравитации.

Гармоническое суперпространство. Попытки описания суперсимметричных теорий с $N\geqslant 2$ в С. $\mathbb{R}^{4|4N}$ или $\mathbb{C}^{4|2N}$ сталкиваются с существ. трудностями. Осн. трудность состоит в том, что соответствующие суперполя содержат много лишних супермультиплетов и для их устранения приходится либо налагать сторонние связи, либо прибегать к сложным калибровочным группам негеом. происхождения. Более того, существуют т. н. «no-go» теоремы — теоремы о невозможности построения формулировок ряда теорий с расширенной суперсимметрией (напр., калибровочных теорий с $N=3$, 4) вне массовой поверхности на основе конечного числа вспомогат. полей [11].

Адекватное геом. описание теорий с расширенной суперсимметрией достигается в рамках гармонич. С. Они получаются добавлением к обычным координатам $\{x^\mu,\ \theta^{\alpha i},\ \bar{\theta}^{\dot\alpha}_j\}$ дополнит. чётных координат, параметризующих пространства групп автоморфизмов.

Гармоническое $N=2$ суперпространство [12]

$$\mathbb{R}^{4|8}\times S^2=\{x^\mu,\ \theta^{\alpha i},\ \bar{\theta}^{\dot\alpha}_j,\ u^{\pm i}\}\equiv\{z^M,\ u^{\pm i}\} \tag{26}$$

включает двумерную сферу S^2, на к-рой группа автоморфизмов $N=2$ супералгебры $SU(2)$ действует как группа движений и для описания к-рой используются изоспинорные гармоники

$$u^{+i},\ u^-_i=(u^{+i})^+,\ u^{+i}u^-_i\equiv \\ \equiv u^{+i}u^{-j}\varepsilon_{ij}=1,\ u^{+i}u^+_i=u^{-i}u^-_i=0$$

($\pm$ — $U(1)$-заряды). Они определены с точностью до произ-

вольной фазы $U(1)$ и, т. о., содержат два независимых параметра, характерных для двумерной сферы. В С. (26) имеется нетривиальное подпространство — аналитическое гармоническое суперпространство

$$\{x_A^\mu = x^\mu - i\bar\theta^i\sigma^\mu\bar\theta^j(u_i^+u_j^- + u_j^+u_i^-),$$
$$\theta^{+\alpha} = \theta^{\alpha i}u_i^+,\ \bar\theta^{+\dot\alpha i} = \bar\theta^{\dot\alpha i}u_i^+,\ u^{\pm i}\} \equiv \{\zeta^M,\ u^{\pm i}\}, \qquad (27)$$

замкнутое относительно $N=2$ суперсимметрии

$$\delta x_A^\mu = -2i(\varepsilon^k\sigma^\mu\bar\theta^+ + \theta^+\sigma^\mu\bar\varepsilon^k)u_k^-,$$
$$\delta\theta^{+\alpha} = \varepsilon^{\alpha i}u_i^+,\ \delta\bar\theta^{+\dot\alpha} = \bar\varepsilon^{\dot\alpha i}u_i^+,\ \delta u^{+i} = 0.$$

В С. (27) можно определить операцию сопряжения (отличную от обычного комплексного сопряжения), относительно к-рой (27) вещественно. Соответственно заданные на нём суперполя (аналитич. гармонич. суперполя) могут выбираться вещественными.

Аналитич. С. (27) играет фундам. роль в $N=2$ суперсимметрии: все $N=2$ теории (теории материи, Янга—Миллса, супергравитации) формулируются явно инвариантным геом. образом на языке аналитич. $N=2$ суперполей, свободных от сторонних связей [12]. Аналитич. суперполя $\Phi(q)$ характеризуются $U(1)$-зарядом q (наряду с возможным лоренцевым индексом) и являются решением условий грассмановой $N=2$ аналитичности:

$$D_\alpha^+\Phi^{(q)}(z^M,\ u) = \bar D_{\dot\alpha}^+\Phi^{(q)}(z^M,\ u) = 0 \Rightarrow \Phi^{(q)} \equiv$$
$$\equiv \varphi^{(q)}(\zeta^M,\ u),\ D_\alpha^+ = D_\alpha^i u_i^+,\ \bar D_{\dot\alpha}^+ = \bar D_{\dot\alpha}^i u_i^+. \qquad (28)$$

Они содержат бесконечное число $N=2$ супермультиплетов с одним и тем же суперспином и нарастающими суперизоспинами, связанными с q ф-лой

$$I_n = \left|\frac{q}{2} - 1\right| + n,\ n = 0,\ 1,\ 2,\ \dots\ .$$

Бесконечное число полей с нарастающими изоспинами в $\varphi^{(q)}$ обусловлено зависимостью $\varphi^{(q)}$ от гармонич. переменных u^{+i}, разложение по к-рым является гармонич. разложением на сфере S^2. Физ. поля $N=2$ теорий входят в мультиплеты с низшими суперизоспинами, а бесконечный набор высших супермультиплетов оказывается либо вспомогательными, либо калибровочными степенями свободы.

Бесконечное число вспомогат. полей — принципиально новая черта теорий в гармонич. С. Благодаря этому свойству удалось преодолеть ряд «no-go» теорем и построить формулировки вне массовой поверхности для $N=2$ гипермультиплетов (см. ниже) материи (в плоском и искривлённом С.) и для $N=3$ теории Янга—Миллса (в аналитич. гармонич. $N=3$ С. [13]).

Примеры $N=2$ теорий. Осн. супермультиплет $N=2$ материи — гипермультиплет. Он отвечает значениям суперспина $Y=0$ и суперизоспина $I=1/2$ и на массовой поверхности состоит из $SU(2)$-дублета скалярных полей $\varphi^i(x)$ и дираковского изосинглетного поля фермиона $\psi_\alpha(x)$, $\bar\chi^{\dot\alpha}(x)$. Вне массовой поверхности гипермультиплет описывается аналитическим $N=2$ суперполем $q^+(\zeta,\ u)$ [12]:

$$q^+(\zeta,\ u) = \varphi^i(x)u_i^+ + \dots + \theta^{+\alpha}\psi_\alpha(x) + \dots + \bar\theta_{\dot\alpha}^+\bar\chi^{\dot\alpha} + \dots, \qquad (29)$$

где точками обозначены поля с высокими изоспинами, возникающие из гармонич. разложений коэффициентов при членах с разными степенями θ. Инвариантное действие свободного гипермультиплета в плоской $N=2$ суперсимметрии даётся интегралом по С. (27):

$$I_q = \int d^4x\,d^2\theta^+\,d^2\bar\theta^+\,du\bar q^+D_A^{+2}q^+, \qquad (30)$$

где du — мера интегрирования на сфере S^2, D_A^{+2} — сохраняющая аналитичность гармонич. производная,

$$D_A^{+2} = u^{+i}\frac{\partial}{\partial u^{-i}} - 2i(\theta^+\sigma^\mu\bar\theta^+)\partial_\mu.$$

Лангранжева плотность в (30) имеет $U(1)$-заряд $q=+4$, т. к. мера интегрирования имеет $U(1)$-заряд $q=-4$. Из действия (30) следует ур-ние движения

$$D_A^{+2}q^+ = 0, \qquad (31)$$

к-рое приравнивает нулю весь бесконечный набор вспомогат. полей с высшими изоспинами в q^+, одновременно приводя к правильным ур-ниям движения для физ. полей. Наиб. общее самодействие гипермультиплетов получается добавлением к лангранжиану в (30) произвольной ф-ции $V^{+4}(q^+,\ \bar q^+,\ u^\pm)$ с зарядом $q=+4$. В секторе физ. полей при этом возникает нелинейная сигма-модель (отвечающая гиперкелеровым многообразиям [14]).

В $N=2$ калибровочной теории осн. суперполем является вещественная аналитич. гармонич. связность $V^{(+2)}(\zeta,\ u)$:

$$V^{+2A'}T^A = \exp(i\lambda^BT^B)V^{+2A}T^A\exp(-i\lambda^BT^B) +$$
$$+ i^{-1}\exp(i\lambda^BT^B)D_A^{2+}\exp(-i\lambda^BT^B)$$
$$(\lambda^B \equiv \lambda^B(\zeta,\ u)), \qquad (32)$$

через к-рую выражаются все остальные геом. объекты теории. Бесконечный набор «длинных» супермультиплетов с суперизоспинами $I=1,\ 2,\ 3,\ \dots$ в V^{+2} устраняется калибровочной группой (32), в итоге остаётся лишь калибровочный $N=2$ супермультиплет вне массовой поверхности с $Y=0$, $I=0$, содержащий конечное число полей. В калибровке Весса—Зумино в V^{+2} остаётся стандартный $N=2$ калибровочный мультиплет $(\varphi(x),\ A_\mu(x),\ \psi_\alpha^i(x),\ \bar\psi_{\dot\alpha}^i(x),\ D^{(ij)}(x))$, где $\varphi(x)$ — комплексное скалярное поле, $A_\mu(x)$ — калибровочное поле, ψ_α^i, $\bar\psi_{\dot\alpha}^i$ — дублет майорановских спиноров, $D^{(ij)}(x)$ — триплет вспомогат. полей (для простоты индекс A опущен). Геом. суперполевая формулировка $N=2$ калибровочной теории может быть последовательно выведена из требования сохранения понятия грассмановой $N=2$ аналитичности (28) для гармонич. суперполей, принадлежащих к нетривиальным представлениям калибровочной группы [12]. Из аналогичного принципа исходит и геом. формулировка $N=2$ супергравитации, в к-рой осн. объектами являются компоненты аналитич. гармонич. репера (см. *Супергравитация*).

$N=3$ гармоническое суперпространство [13] возникает при добавлении к $\mathbb{R}^{4|12} = \{x^\mu,\ \theta^{\alpha i},\ \bar\theta_j^{\dot\alpha}\}$ $(i,\ j = 1,\ 2,\ 3)$ 6-мерного внутр. пространства, в к-ром группа автоморфизмов $N=3$ супералгебры $SU(3)$ реализуется как группа движений. $N=3$ теория Янга—Миллса допускает формулировку вне массовой поверхности в аналитич. подпространстве гармонич. $N=3$ С., имеющем 6 нечётных переменных. Соответствующие $N=3$ аналитич. калибровочные суперполя содержат бесконечное число как калибровочных, так и вспомогат. степеней свободы. Последнее обстоятельство оказывается решающим для преодоления $N=3$ «no-go» теоремы [11]. Из самого существования явно инвариантной суперполевой формулировки $N=3$ теории Янга—Миллса следует теорема о неперенормировке, к-рая даёт простое доказательство отсутствия УФ-расходимостей в $N=3$ калибровочной теории (на массовой поверхности эта теория совпадает с $N=4$ калибровочной теорией, ставшей первым примером теории поля без УФ-расходимостей).

Искривлённое суперпространство характеризуется нетривиальными супертензорами кручения и кривизны и служит естеств. ареной для теорий супергравитации.

Перспективы развития концепции С. связаны в первую очередь с применениями в теориях протяжённых объектов типа суперструны, где важную роль должны сыграть более сложные варианты гармонич. С. Есть основания надеяться, что в ближайшие годы будет достигнут также решающий прогресс в построении геом. суперполевых формулировок таких 4-мерных теорий, как $N=4$ теория Янга—Миллса, супергравитации с $N \geqslant 3$ и т. п.

Лит.: 1) Волков Д. В., Акулов В. П., О возможном универсальном взаимодействии нейтрино, «Письма в ЖЭТФ», 1972, т. 16, с. 621; 2) Salam A., Strathdee J., Super-gauge transformations, «Nucl. Phys.», 1974, v. 76B, p. 477; 3) Березин Ф. А., Введение в алгебру и анализ с антикоммутирующими переменными, М., 1983; 4) Огиевецкий В. И., Мезинческу Л., Симметрии меж-

ду бозонами и фермионами и суперполя, «УФН», 1975, т. 117, в. 4, с. 637; 5) Весс Ю., Беггер Дж., Суперсимметрия и супергравитация, пер. с англ., М., 1986; 6) Gates S. J., jr., et al., Superspace or one thousand and one lessons in supersymmetry, Reading (Mass.), 1983; 7) Sokatchev E., Projection operators and supplementary conditions for superfields with arbitrary spin, «Nucl. Phys.», 1975, v. 99 B, p. 96; 8) Siegel W., Gates S. J., jr., Superprojectors, «Nucl. Phys.», 1981, v. 189 B, p. 295; Rittenberg V., Sokatchev E., Decomposition of extended superfields into irreducible representations of supersymmetry, «Nucl. Phys.», 1981, v. 193 B, p. 477; 9) Гальперин А., Иванов Е., Огиевецкий В., Грассманова аналитичность и расширение суперсимметрии, «Письма в ЖЭТФ», 1981, т. 33, с. 176; 10) Zumino B., Supersymmetry and Kähler manifolds, «Phys. Lett.», 1979, v. 87B, p. 203; 11) Siegel W., Roček M., On off-shell supermultiplets, «Phys. Lett.», 1981, v. 105B, p. 275; Rivelles V. O., Taylor J. G., Off-shell no-go theorems for higher dimensional supersymmetries and supergravities, «Phys. Lett.», 1983, v. 121B, p. 37; 12) Galperin A. [a. o.], Unconstrained $N=2$ matter, Yang—Mills and supergravity theories in harmonic superspace, «Class. Quant. Grav.», 1984, v. 1, p. 469; 13) Galperin A. [a. o.], Unconstrained off-shell $N=3$ supersymmetric Yang—Mills theory, «Class. Quant. Grav.», 1985, v. 2, p. 155; 14) Alvarez-Gaume L., Freedman D. Z., Geometrical structure and ultraviolet finiteness in the supersymmetric σ-model, «Commun. Math. Phys.», 1981, v. 80, p. 443.

Е. А. Иванов, В. И. Огиевецкий

СУПЕРРЕШЁТКА — см. *Сверхрешётка*.

СУПЕРСИММЕ́ТРИЯ — симметрия физ. системы, объединяющая состояния, подчиняющиеся разным статистикам — статистике Бозе—Эйнштейна (бозоны) и статистике Ферми—Дирака (фермионы). Принципиальные основы С. сформулированы в нач. 1970-х гг. в работах [1, 2, 3]. В последующие годы происходило бурное развитие разл. физ. теорий, основанных на С. Применение методов С. относится гл. обр. к квантовой теории поля (КТП), включая теорию квантованного гравитац. поля (см. *Супергравитация*) и теорию струн (см. *Суперструны*). Помимо КТП рассматривалось применение методов С. к нерелятивистской квантовой механике, а также к нек-рым др. разделам теоретич. физики. Прямым эксперим. подтверждением существования С. в природе было бы открытие т. н. суперпартнёров известных элементарных частиц (см. ниже). Такого подтверждения пока (1996) не получено.

Подобно др. типам симметрий, рассматриваемых в физике, С. формулируется в терминах нек-рой группы преобразований, действующих на состояния системы. В данном случае преобразования должны переводить фермионные состояния в бозонные и наоборот. Это придаёт С. своеобразные черты, не свойственные др. типам физ. симметрий, поскольку фермионные состояния отличаются от бозонных характером перестановочной симметрии (см. *Перестановочные соотношения*). Наиб. ясно это различие выявляется при *вторичном квантовании*, когда для построения полного набора состояний используются операторы рождения фермионов и бозонов. Отличие фермионов от бозонов проявляется в том, что операторы рождения бозонов коммутируют друг с другом, а также с операторами рождения фермионов, тогда как операторы рождения фермионов друг с другом антикоммутируют, т. е. при перестановке двух операторов их произведение меняет знак. Это формальное различие свойств операторов рождения влечёт за собой чрезвычайно глубокое различие в физ. свойствах систем, состоящих из бозонов, и систем, состоящих из фермионов.

Все известные физ. симметрии, кроме С., переводят фермионы в фермионы, а бозоны в бозоны, т. е. преобразования, описывающие эти симметрии, сохраняют характер перестановочной симметрии состояний. Преобразования С. меняют характер перестановочной симметрии — переводят коммутирующие величины в антикоммутирующие и наоборот. Для построения таких преобразований аппарат классич. групп Ли оказался недостаточным. Задача решается введением в теорию нового объекта — супергруппы, представляющей собой обобщение группы Ли.

Вторым важным моментом, определившим структуру С., является связь спина и статистики (см. *Паули теорема*). Отсюда следует, что спиновые характеристики состояний существ. образом включаются в структуру суперсимметричных теорий. Тем самым С. связывается с основными пространственно-временными симметриями физ. теорий.

Адекватным матем. аппаратом суперсимметричных теорий являются алгебра и анализ с коммутирующими и антикоммутирующими переменными. Этот раздел математики получил назв. суперматематики. Отсюда же возник термин «С.». Следует подчеркнуть, что приставка «супер» имеет чисто терминологич. характер и не несёт спец. смысловой нагрузки.

Супералгебры. Вместо группы Ли, описывающей симметрию физ. системы, в большинстве случаев достаточно рассмотреть более простой объект — соответствующую *Ли алгебру*, описывающую бесконечно малые преобразования симметрии. Элементы алгебры являются линейными комбинациями базисных элементов — генераторов. Обычно число генераторов конечно. Генераторы алгебры Ли образуют набор осн. физ. величин для системы, обладающей определ. симметрией.

В случае С. бесконечно малые преобразования образуют супералгебру Ли. Прежде чем дать определение супералгебры, необходимо ввести нек-рые общие матем. понятия, характерные для суперматематики. Осн. роль играет понятие чётности. Не давая общего аксиоматич. определения этого понятия, введём его в той форме, к-рая наилучшим образом приспособлена для построения адекватного языка в теории С. Рассмотрим ассоциативную алгебру A, порождённую образующими $a_1, a_2, \ldots, a_n$, $n=p+q$. Первые p образующих $a_1, \ldots, a_p$, по определению, являются чётными элементами алгебры, остальные q образующих $a_{p+1}, \ldots, a_{p+q}$ — нечётными. Т. о., первоначально чётность определяется только для образующих алгебры. На элементы общего вида чётность переносится с помощью след. правил. Умножение элемента алгебры на число не меняет чётности. Сумма двух чётных элементов является чётным элементом алгебры, а сумма двух нечётных элементов — нечётным. Произведение двух чётных элементов, а также произведение двух нечётных элементов является чётным, а произведение чётного и нечётного элементов — нечётным элементом алгебры. С помощью этих правил в алгебре A определяется класс чётных и класс нечётных элементов. Любой элемент алгебры A может быть единств. образом представлен в виде суммы чётного и нечётного элементов. Алгебра A, в к-рой определено понятие чётности, наз. градуированной алгеброй (точнее, Z_2-градуированной).

Определим теперь понятие супералгебры Ли. Осн. операцией является коммутатор $[x, y]$, соответствующим образом обобщённый на случай градуированной алгебры. Коммутатор $[x, y]$ определяется след. образом. Если элементы алгебры x и y имеют определ. чётность, то в случае, когда хотя бы один из элементов x, y чётный, коммутатор $[x, y]=xy-yx$. Если же оба элемента x и y нечётные, то коммутатор $[x, y]=xy+yx$. Для элементов общего вида, равных сумме чётного и нечётного элементов, коммутатор $[x, y]$ определяется из условия билинейности. Определённый так обобщённый коммутатор объединяет понятия коммутатора и антикоммутатора в обычном смысле.

Рассмотренная конструкция устанавливает связь супералгебры с градуированной алгеброй A, к-рая является обобщением связи обычной алгебры Ли с ассоциативной алгеброй. Обобщённые коммутаторы удовлетворяют определ. тождествам. Все необходимые соотношения легко выводятся с помощью осн. определений.

Практически важный класс супералгебр образуют супералгебры с конечным числом образующих $B_1, \ldots, B_N$. Обычно образующие B_k наз. генераторами. Заметим, что система генераторов B_k отнюдь не совпадает с системой образующих a_i ассоциативной алгебры A. В силу билинейности коммутатора достаточно определить значения коммутаторов для генераторов с помощью соотношений типа

$$[B_k, B_l]=C_{kl}^m B_m. \qquad (1)$$

В этом случае супералгебра определена заданием структурных констант C_{kl}^m.

Алгебра супертрансляций. Супералгеброй, лежащей в основе физ. суперсимметричных теорий, является т. н. алгебра супертрансляций, она порождается конечным числом чётных и нечётных генераторов. Нечётные генераторы, действуя на состояния системы, переводят бозоны в фермионы и наоборот. Убедиться в этом можно след. образом. Операторы рождения бозонов и фермионов можно рассматривать как систему образующих нек-рой (бесконечномерной) градуированной алгебры. При этом бозонные операторы считаются чётными элементами алгебры, а фермионные — нечётными. Установив чётность одночастичных состояний, можно определить чётность любых состояний. Справедливо общее утверждение: чётные состояния подчиняются статистике Бозе—Эйнштейна, нечётные — статистике Ферми—Дирака. Отсюда легко вывести утверждение относительно нечётных генераторов алгебры супертрансляций.

Из условия релятивистской инвариантности теории следует, что генераторы супертрансляций должны преобразовываться по нек-рому представлению группы Лоренца. Учитывая связь спина и статистики, получаем дальнейшее уточнение этого требования: нечётные генераторы преобразуются по представлениям с полуцелым спином, чётные — по представлениям с целым спином. Простейшее допущение, согласующееся с этим требованием, состоит в том, что нечётные генераторы являются *спинорами*. Это допущение и лежит в основе построения алгебры супертрансляций.

Спиноры — это величины, преобразующиеся по фундам. представлениям группы комплексных матриц второго порядка с детерминантом, равным единице. Эта группа обозначается символом $SL(2, C)$. Существует два фундам. представления группы $SL(2, C)$, к-рые комплексно сопряжены друг другу. Соответствующие спиноры обычно обозначаются символами типа Q_α и $\bar{Q}_{\dot\alpha}$. Индексы α и $\dot\alpha$ принимают два значения.

Более детальное рассмотрение приводит к тому, что для построения нетривиальной алгебры супертрансляций чётные генераторы должны образовывать 4-вектор P_μ ($\mu=0, 1, 2, 3$). Т. о., наиб. простая алгебра супертрансляций

$$\tilde{t}=\{P_\mu, Q_\alpha, \bar{Q}_{\dot\alpha}\} \qquad (2)$$

порождается четырьмя чётными генераторами P_μ и четырьмя нечётными генераторами Q_α, $\bar{Q}_{\dot\alpha}$. Перестановочные соотношения типа (1) между генераторами всегда могут быть приведены к форме

$$[Q_\alpha, \bar{Q}_{\dot\alpha}]_+ = 2\sigma^\mu_{\alpha\dot\alpha}P_\mu. \qquad (3)$$

Все остальные коммутаторы обращаются в нуль. Индекс «+» в левой части соотношения (3) означает антикоммутатор. Это соответствует рассмотренным выше правилам построения операции коммутирования в супералгебре. σ^μ — матрицы второго порядка: $\sigma^0=I$, σ^i, $i=1, 2, 3$ — спиновые *Паули матрицы*, I — единичная матрица.

Важнейшее физ. предположение относительно супералгебры (2) состоит в том, что чётные генераторы P_μ являются 4-вектором энергии-импульса системы. Операторы энергии и импульса — это генераторы трансляций времени и пространства. Алгебра супертрансляций (2) представляет собой расширение алгебры трансляций путём введения четырёх новых генераторов «спиновых трансляций» Q_α и $\bar{Q}_{\dot\alpha}$. Генераторы обычных трансляций связаны с генераторами спинорных трансляций нетривиальными соотношениями (3). Перестановочные соотношения между операторами моментов — генераторами преобразований Лоренца — и генераторами алгебры супертрансляций (2) однозначно определяются ковариантными свойствами этих генераторов.

Условие С. теории сводится к тому, чтобы алгебра супертрансляций была представлена линейными операторами в пространстве состояний. Для этого достаточно, чтобы операторы, соответствующие генераторам (2), удовлетворяли перестановочным соотношениям (3). Из этих соотношений видно, что для суперсимметричных теорий операторы энергии и импульса выражаются в виде произведений спинорных операторов. В частности, для гамильтониана системы получается выражение

$$H=\frac{1}{4}\left([Q_1, \bar{Q}_{\dot1}]_+ + [Q_2, \bar{Q}_{\dot2}]_+\right). \qquad (4)$$

из к-рого следует, что энергия суперсимметричной системы не может принимать отрицат. значений.

Алгебра супертрансляций (2) — самая простая среди семейства аналогичных супералгебр. Члены этого семейства характеризуются целым числом N, обозначающим кол-во спинорных генераторов. Более сложные супералгебры $\tilde{t}_N$ описываются единым образом:

$$\tilde{t}_N=\{P_\mu, Z_{AB}, Z^+_{AB}, Q_{\alpha A}, \bar{Q}_{\dot\alpha A}\},\ A, B=1, \ldots, N. \qquad (5)$$

Индекс A относится к внутр. пространству (см. *Внутренняя симметрия*). Перестановочные соотношения имеют вид (выписываются только отличные от нуля коммутаторы)

$$\begin{aligned}[Q_{\alpha A}, \bar{Q}_{\dot\beta B}]_+ &= 2\delta_{AB}\sigma^\mu_{\alpha\dot\beta}P_\mu,\\ [Q_{\alpha A}, Q_{\beta B}]_+ &= \varepsilon_{\alpha\beta}Z_{AB},\\ [\bar{Q}_{\dot\alpha A}, \bar{Q}_{\dot\beta B}]_+ &= \varepsilon_{\dot\alpha\dot\beta}Z^+_{AB}\end{aligned} \qquad (6)$$

(δ_{AB} — символ Кронекера, ε — антисимметричная матрица второго порядка). Генераторы Z наз. центральными зарядами, они коммутируют со всеми элементами супералгебры. Спинорные генераторы $Q_{\alpha A}$ и $\bar{Q}_{\dot\alpha A}$ преобразуются по комплексно-сопряжённым представлениям группы внутр. симметрии. Исходя из достаточно общих требований, можно показать, что семейство супералгебр (5) исчерпывает все возможные алгебры супертрансляций. О супералгебре (2), соответствующей $N=1$, говорят как о $N=1$ суперсимметрии (или просто С.). Случай $N>1$ отвечает расширенной суперсимметрии.

Супермультиплеты частиц. Неприводимые представления алгебры супертрансляций (2) объединяют неск. неприводимых представлений группы Пуанкаре с одной и той же массой и разл. значениями спина. Проще всего это проиллюстрировать для одночастичных состояний. В этом случае получаются *супермультиплеты* частиц. Если масса частиц не равна нулю, структура супермультиплета определяется числом j, принимающим целые и полуцелые значения. При данном j супермультиплет имеет спиновый состав $(j-1/2, j, j, j+1/2)$, т. е. он содержит две частицы спина j, частицу спина $j-1/2$ и частицу спина $j+1/2$. В случае нулевой массы супермультиплеты объединяют частицы, имеющие спиральность $\lambda, \lambda+1/2$. Число λ принимает целые и полуцелые значения. В отличие от спина j, принимающего неотрицат. значения, λ может принимать значения любого знака. Супермультиплеты $(\lambda, \lambda+1/2)$ и $(-\lambda, -\lambda-1/2)$ переходят друг в друга при *пространственной инверсии*. В каждом супермультиплете число бозонных состояний равно числу фермионных состояний, с этим связано сокращение *расходимостей* в суперсимметричных теориях. Как известно, в квантовой теории поля нек-рые физ. величины оказываются бесконечными за счёт расходящихся интегралов. В суперсимметричных теориях многие из этих величин оказываются конечными, поскольку расходимости, связанные с бозонами, компенсируются соответствующими расходимостями, связанными с фермионами.

Для расширенной С. супермультиплеты имеют более сложное строение. Они объединяют частицы с разными спинами и разными значениями внутр. квантовых чисел.

Частицы (состояния), принадлежащие одному супермультиплету, наз. суперпартнёрами. Как отмечалось, существование суперпартнёров — одно из наиб. важных качественных предсказаний С. В суперсимметричных обобщениях основных теоретико-полевых моделей фигурируют суперпартнёры известных частиц. Для них установились спец. названия. Укажем наиб. распространённые из них. В *квантовой электродинамике* скалярный суперпартнёр электрона наз. сэлектроном, а спинорный суперпартнёр фотона — фотино. Электрон и сэлектрон образуют супермультиплет, соответствующий $j=0$, фотон и фотино —

супермультиплет, соответствующий $\lambda = 1/2$. В *квантовой хромодинамике* суперпартнёр кварка получил назв. скварк, а суперпартнёр глюона — *глюино*. В теории *электрослабого взаимодействия* суперпартнёры W- и Z-бозонов наз. вино и зино. В супергравитации суперпартнёр гравитона, имеющий спин 3/2, назван *гравитино*.

В случае точной С. (ненарушенной) массы суперпартнёров должны быть одинаковыми. Однако на опыте бозоны и фермионы с равными массами не обнаружены. Отсюда следует, что С., адекватная законам природы, должна быть нарушенной.

Разработаны разл. методы построения теорий с нарушенной симметрией. Нек-рые из этих методов применимы также и к суперсимметричным теориям. На их основе делаются попытки построения реалистич. суперсимметричных моделей. Разл. модели дают разные предсказания для значений массы суперпартнёров.

Грассмановы числа. В построении аппарата суперсимметричных теорий фундам. роль играют грассмановы числа — элементы *Грассмана алгебры*. Алгебра Грассмана — одна из простейших градуированных ассоциативных алгебр с единицей. Её образующие $a_1, \ldots, a_q$, по определению, нечётны и подчинены соотношениям антикоммутации $a_i a_j + a_j a_i = 0$. В силу этих определений все нечётные элементы алгебры Грассмана между собой антикоммутируют, а все чётные элементы коммутируют как между собой, так и с нечётными элементами.

Грассмановы числа позволяют установить связь между супералгеброй и нек-рой группой и тем самым перейти от бесконечно малых преобразований к конечным преобразованиям С. В случае алгебр Ли элементы соответствующей группы образуются с помощью экспоненц. ф-лы. Аналогичным образом и для супергруппы можно построить экспоненц. выражения

$$\exp \sum b_n B_n. \qquad (7)$$

Здесь B_n — генераторы супералгебры, а b_n — параметры группы. Однако если в качестве параметров взять обычные числа, то величины (7) группы не образуют. Для того, чтобы они образовали группу, нужно в качестве параметров взять грассмановы числа. При этом должно выполняться правило: множители при чётных генераторах — чётные элементы, а при нечётных — нечётные. Группы, построенные таким способом, обычно наз. супергруппами.

В простых вариантах суперсимметричных теорий используются грассмановы числа с четырьмя образующими, для к-рых вводятся спец. обозначения: θ_α, $\bar\theta_{\dot\alpha}$. Индексы α и $\dot\alpha$ принимают два значения. Такие обозначения приспособлены к тому, что образующие θ_α и $\bar\theta_{\dot\alpha}$ являются двухкомпонентными вейлевскими спинорами, преобразующимися по комплексно-сопряжённым представлениям группы $SL(2,C)$. Для грассмановых чисел построена не только соответствующая алгебра, но и аппарат анализа. Осн. относящиеся сюда результаты изложены Ф. А. Березиным в [4]; ему принадлежит ведущая роль в разработке этого раздела математики.

Осн. операции алгебры и анализа для грассмановых чисел с образующими θ_α и $\bar\theta_{\dot\alpha}$ определяются след. образом. Поднятие и опускание индексов производится с помощью антисимметричной матрицы ε:

$$\theta^\alpha = \varepsilon^{\alpha\beta}\theta_\beta,\ \theta_\alpha = \varepsilon_{\alpha\beta}\theta^\beta,$$
$$\varepsilon^{\alpha\gamma}\varepsilon_{\gamma\beta} = \delta^\alpha_\beta. \qquad (8)$$

(Такие же ф-лы справедливы для величин с пунктирными индексами.) По двум одинаковым, верхнему и нижнему, индексам производится суммирование. Величины типа $\theta\varphi = \theta^\alpha\varphi_\alpha$ и $\bar\theta\bar\varphi = \bar\theta_{\dot\alpha}\bar\varphi^{\dot\alpha}$ являются лоренцовыми скалярами. Дифференцирование по образующим производится посредством дифференц. операторов

$$\partial_\alpha \equiv \partial/\partial\theta^\alpha,\ \bar\partial_{\dot\alpha} \equiv \partial/\partial\bar\theta^{\dot\alpha}. \qquad (9)$$

Поскольку грассмановы числа представляют собой суммы произведений образующих θ, операции дифференцирования (9) могут быть применены к любому грассманову числу. Т. к. эти операции нечётные, при перестановке оператора дифференцирования (9) с любым нечётным элементом алгебры Грассмана необходимо изменить знак. Интегрирование определено с помощью ф-л

$$\int d\theta = 0,\ \int \theta d\theta = 1. \qquad (10)$$

Здесь θ — любая из образующих алгебры Грассмана. Повторное применение правил (10) позволяет вычислить интеграл от любого грассманова числа. Для определённых так операций дифференцирования и интегрирования по антикоммутирующим переменным справедливы (с очевидными изменениями) обычные правила дифференциального и интегрального исчисления. В частности, ф-ла

$$\int d\theta^\alpha \partial_\alpha \Psi = 0 \qquad (11)$$

справедлива для любого грассманова числа Ψ. Соотношение (11) непосредственно следует из правил интегрирования.

Суперполя. Осн. конструктивным элементом при построении суперсимметричных теорий являются суперполя, представляющие собой элементы алгебры Грассмана с образующими θ, коэффициентами при к-рых служат физ. поля (см. также *Суперпространство*). Каждое суперполе объединяет неск. физ. полей с целыми и полуцелыми спинами. Благодаря суперполям удалось придать суперсимметричным теориям простую форму. Те же теории, выраженные через компонентные поля, выглядят значительно сложнее.

Суперполя наиб. простого вида — это скалярные киральные суперполя. Они характеризуются тем, что содержат либо только произведения образующих θ, либо только образующих $\bar\theta$. Соответственно существуют два типа киральных суперполей — левое и правое:

$$\Phi_L = A(x) + \theta\varphi(x) + \theta\theta F(x),$$
$$\Phi_R = B(x) + \bar\theta\bar\varphi(x) + \bar\theta\bar\theta G(x), \qquad (12)$$

где $A(x)$, $F(x)$ и $\varphi_\alpha(x)$ — компонентные поля левого суперполя $\Phi_L(x)$ (x — точка пространства-времени). Поля A и F — скалярные, двухкомпонентный спинор φ — левое киральное поле. Аналогичными свойствами обладают компонентные поля правого кирального суперполя $\Phi_R(x)$, содержащего правое киральное поле $\bar\varphi(x)$. Оба суперполя являются лоренцовыми скалярами. При пространственной инверсии левое киральное суперполе переходит в правое и наоборот. Весьма важно след. соглашение: скалярные поля $A(x)$ и $F(x)$ (и вообще поля целого спина) коммутируют друг с другом и со всеми остальными полями, тогда как спинорные поля $\varphi_\alpha(x)$ (поля полуцелого спина) являются нечётными элементами алгебры Грассмана, а $\theta\varphi$ — чётными. Благодаря этому суперполя (12) коммутируют друг с другом.

Киральные суперполя (12) хорошо иллюстрируют принцип построения суперполей. Примером суперполя общего типа, содержащего все образующие θ, является векторное суперполе

$$V(x) = a(x) + \theta\varphi(x) + \bar\theta\bar\varphi(x) + \theta\sigma^\mu\theta v_\mu(x) +$$
$$+ \theta\theta b(x) + \bar\theta\bar\theta\bar b(x) + \theta\theta\bar\theta\overline{\Psi}(x) + \bar\theta\bar\theta\theta\Psi(x) + \theta\theta\bar\theta\bar\theta c(x). \qquad (13)$$

Его компонентные поля: четыре скалярных поля a, b, $\bar b$ и c, четыре спинорных φ, $\bar\varphi$, Ψ, $\overline{\Psi}$ и одно векторное v_μ. С наличием векторной компоненты и связано название суперполя (13). Помимо рассмотренных скалярных суперполей существуют суперполя с разл. лоренцовыми индексами, а также с индексами, относящимися к внутр. симметриям.

В теориях С. удобно пользоваться спец. представлением алгебры супертрансляций (2), в к-ром генераторы выражены через операторы, действующие на суперполя. Оператор 4-импульса выражается через оператор дифференцирования по координате: $P_\mu = -i\partial_\mu$, а спинорные генераторы берутся в виде

$$Q_\alpha = \partial_\alpha + i\sigma^\mu_{\alpha\dot\alpha}\bar\theta^{\dot\alpha}\partial_\mu,$$
$$\bar Q_{\dot\alpha} = \bar\partial_{\dot\alpha} - i\theta^\alpha\sigma^\mu_{\alpha\dot\alpha}\partial_\mu. \qquad (14)$$

Здесь $\hat{c}_\alpha$ и $\hat{\bar{c}}_\gamma$ — антикоммутирующие дифференц. операторы (9). Генераторы (14) удовлетворяют перестановочным соотношениям (3), а операторы применимы к суперполям общего вида (13). Можно построить аналогичные представления и для киральных суперполей. Все эти представления эквивалентны, и преобразование от одного представления к другому производится при помощи оператора

$$e^X,\ X = i\theta\sigma^\mu\bar{\theta}\hat{c}_\mu. \qquad (15)$$

Суперсимметричное действие. Суперполя обладают важным свойством: произведение суперполей данного типа является суперполем того же типа. Это означает, что закон преобразования произведения суперполей при супертрансляциях тот же, что и закон преобразования множителей. При перемножении суперполей разных типов нужно согласовывать их законы преобразования, что достигается введением разл. степеней оператора (15).

Это замечание даёт общий метод построения суперсимметричных теорий. Проиллюстрируем его на простейшем примере самодействия киральных суперполей. В этом случае действие (в несколько схематич. форме) равно

$$S=\int d^4x\left\{\int d^2\theta d^2\bar{\theta}\,\Phi_R e^{\ 2X}\Phi_L + \right.$$
$$\left. + \int d^2\theta(m\Phi_L^2 + g\Phi_L^3) + \int d^2\bar{\theta}(m\Phi_R^2 + g\Phi_R^3)\right\}. \qquad (16)$$

Здесь m — масса частиц супермультиплета, g — безразмерная константа связи. Суперполя Φ_L и Φ_R, входящие в выражение (16), эрмитово сопряжены, в результате чего величина действия S оказывается вещественной. Условие эрмитовой сопряжённости суперполей Φ_L и Φ_R накладывает связи на компонентные поля в выражениях (12). Независимыми остаются два комплексных скалярных поля $A(x)$ и $F(x)$ и майорановский спинор $\Psi(x)$, составленный из двух сопряжённых двухкомпонентных спинорных полей $\varphi(x)$ и $\bar{\varphi}(x)$. Через эти поля выражается действие S после интегрирования по антикоммутирующим переменным. В получившемся выражении поле $F(x)$ входит без производных. Исключая это поле при помощи ур-ний движения, можно придать действию S стандартный вид теории двух взаимодействующих полей — комплексного скалярного поля $A(x)$ и спинорного поля $\Psi(x)$. Оба эти поля имеют одинаковые массы. Взаимодействие представляется в виде суммы членов третьего и четвёртого порядков относительно полей. Константы взаимодействия выражаются через константу g. Состав полей, входящих в эту теорию, соответствует супермультиплету при $j=0$. На этом примере можно проследить характерные черты суперсимметричных теорий поля. Все такие теории представляют собой взаимодействие определ. набора физ. полей, причём спины этих полей подчинены правилам построения супермультиплетов, а взаимодействие имеет специф. вид.

Убедиться в том, что действие S, заданное в форме (16), суперсимметрично, т. е. инвариантно относительно бесконечно малых преобразований супертрансляций (14), можно след. образом. В силу свойств произведений суперполей отд. слагаемые в подынтегральном выражении можно рассматривать как (составные) суперполя. Поэтому бесконечно малые супертрансляции, применённые к отд. множителям, переносятся на всё подынтегральное выражение. При этом члены, содержащие антикоммутирующие производные $\hat{c}_\alpha$, обращаются в нуль в силу соотношений типа (11), и действие операторов Q_α сводится к пространственно-временно́й дивергенции, исчезающей при интегрировании по координатам.

Указанный метод построения суперсимметричных теорий может быть обобщён на более сложные случаи. Практически для любой системы взаимодействующих полей могут быть построены соответствующие супераналоги. В частности, рассмотрены суперсимметричные теории Янга — Миллса. В таких теориях роль векторного калибровочного поля играет векторное суперполе (13). С помощью суперсимметричных теорий янг-миллсовского типа изучались суперобобщения теории электрослабого взаимодействия, а также моделей *великого объединения*. В последнем случае С. позволяет (по крайней мере, в принципе) подойти к решению центральной для великого объединения проблемы т. н. иерархии. Важную роль в этих теориях играют разл. способы нарушения С. С физ. точки зрения, такие теории интересны тем, что в них возникает большое кол-во новых, не рассмотренных ранее процессов, связанных с наличием суперпартнёров. Широкий класс теорий, содержащих частицы со спином 2 (гравитоны) и их суперпартнёров со спином 3/2 (гравитино), составляют содержание супергравитации.

Некоторые следствия суперсимметрии. Ряд качественных следствий С. был указан выше. Это в первую очередь появление супермультиплетов, т. е. семейств частиц, содержащих частицы как целого, так и полуцелого спина и выступающих во всех процессах на «паритетных» началах (с точностью до возможного нарушения С.). В случае расширенной С. в супермультиплетах имеет место корреляция между спинами частиц и параметрами, описывающими внутр. симметрию.

Однако существует также ряд др. «теоретических» эффектов, вытекающих из С. Эти эффекты в наиб. отчётливой форме проявляются в методе суперполей и основанной на нём диаграммной технике. В методе суперполей эффекты, связанные с суперпартнёрами, собираются воедино. При этом вклады суперпартнёров иногда компенсируют друг друга. В результате происходит сокращение *ультрафиолетовых расходимостей*, характерных для несуперсимметричных теорий. Отметим нек-рые важные случаи такого сокращения. В суперсимметричных теориях энергия вакуума равна нулю. Это связано с тождественным обращением в нуль всех вакуумных петель. Обращаются в нуль также «головастики» — вклады диаграмм с одним внешним концом. Сокращаются квадратичные расходимости в массовых членах бозонов. Т. о., в суперсимметричных теориях все радиац. поправки к массам частиц могут расходиться только логарифмически.

Более детальное рассмотрение показало, что нек-рые суперсимметричные теории поля оказываются конечными, — в них вообще отсутствуют УФ-расходимости. Построен целый класс таких теорий.

Суперсимметричная квантовая механика. Алгебра супертрансляций и основанная на ней С. отражают специфику релятивистской квантовой теории. К этой области относится осн. масса работ и важнейшие результаты, связанные с С. Однако и в нек-рых др. областях науки методы С. также нашли плодотворное применение. Помимо алгебры супертрансляций (2), существует ряд др. супералгебр, на основе к-рых можно развивать суперсимметричные теории. Рассмотрим кратко простейшую из таких супералгебр

$$\tilde{S}=\{H,\ Q,\ Q^+\}, \qquad (17)$$

к-рая порождена одним чётным генератором H и двумя нечётными генераторами Q, Q^+. Генераторы связаны перестановочным соотношением

$$[Q,\ Q^+]_+ = H. \qquad (18)$$

Все остальные коммутаторы равны нулю.

На базе супералгебры (17) строятся разл. варианты суперсимметричной квантовой механики. Общая схема построения такова. Пространство *векторов состояний* системы разбивается в прямую сумму пространства бозонных и фермионных состояний. Удобно записывать вектор состояния в двухкомпонентной форме

$$\psi=\begin{pmatrix}\psi_1\\ \psi_0\end{pmatrix}, \qquad (19)$$

где верхняя компонента представляет собой фермионное состояние, а нижняя — бозонное. Следует подчеркнуть, что разделение состояний на бозонные и фермионные носит условный характер и не связано с присутствием реальных бозонов и фермионов. Более того, нет к.-л. регулярного метода определения разбиения (19). Явный вид этого разбиения связан с конкретной задачей. Генераторы Q, действующие на векторы (19), задаются в матричной форме:

$$Q=\begin{pmatrix}0 & B\\ 0 & 0\end{pmatrix},\ Q^{+}=\begin{pmatrix}0 & 0\\ B^{+} & 0\end{pmatrix}. \qquad (20)$$

Здесь B — оператор, действующий на «бозонные» переменные, B^{+} — сопряжённый оператор. Генератор H отождествляется с гамильтонианом системы, определяемым с помощью соотношения (18):

$$H=\frac{1}{2}[B,\ B^{+}]_{+}+\frac{1}{2}[B,\ B^{+}]_{-}\sigma_3, \qquad (21)$$

где σ_3 — матрица Паули, действующая на вектор (19).

Конкретная суперсимметричная квантовомеханич. задача сводится к определению вида оператора B. Для одномерной системы оператор B удобно принять в форме

$$B=\frac{1}{\sqrt{2}}(ip+W(x)), \qquad (22)$$

где $W(x)$ — произвольная ф-ция координаты x, а $p=-i\partial/\partial x$ — оператор импульса. Гамильтониан принимает обычный вид:

$$H=\frac{1}{2}(p^2+W^2(x)+W'(x)\sigma_3). \qquad (23)$$

Этот гамильтониан соответствует суперсимметричной квантовой механике Виттена (E. Witten, 1981); его спектр обладает характерными особенностями. Все уровни с энергией $\mathscr{E}>0$ двукратно вырождены. Осн. состояние не вырождено только в том случае, если его энергия равна нулю. Опираясь на эти два свойства, в отд. случаях удаётся полностью определить дискретный спектр гамильтониана (23).

Для нек-рых конкретных задач С. рассмотренного типа является реальной физ. симметрией. Наиб. важный случай — электрон в магн. поле. В этой задаче С. возникает для след. типов магн. полей: «двумерное поле», т. е. поле, направленное по оси z и произвольным образом зависящее от координат x и y: $B_x=B_y=0$, $B_z=B_z(x,\ y)$; трёхмерное поле с определ. *чётностью*: $\boldsymbol{B}(-x)=\pm\boldsymbol{B}(x)$. В этих двух случаях можно определить генераторы Q с нужными свойствами, причём в каждом случае построение проводится по-разному. Так, в первом случае компоненты вектора (19) характеризуются значениями проекции спина на ось z, а во втором случае — чётностью волновой ф-ции. Из этого примера виден условный характер введения бозонных и фермионных степеней свободы.

Интересный пример С. обнаруживается в задаче о движении системы под действием случайной силы. Эта задача из теории случайных процессов оказывается формально аналогичной суперсимметричной квантовой механике.

Для более подробного ознакомления с разл. аспектами С. см. [5—10].

Лит.: 1) Гольфанд Ю. А., Лихтман Е. П., Расширение алгебры генераторов группы Пуанкаре и нарушение Р-инвариантности, «Письма в ЖЭТФ», 1971, т. 13, в. 8, с. 452; 2) Волков Д. В., Акулов В. П., О возможном универсальном взаимодействии нейтрино, «Письма в ЖЭТФ», 1972, т. 16, в. 11, с. 621; 3) Wess J., Zumino B., A Lagrangian model invariant under supergauge transformations, «Phys. Lett.», 1974, v. 49B, p. 52; 4) Березин Ф. А., Введение в алгебру и анализ с антикоммутирующими переменными, М., 1983; 5) Огиевецкий В. И., Мезинческу Л., Симметрии между бозонами и фермионами и суперполя, «УФН», 1975, т. 117, в. 4, с. 637; 6) Генденштейн Л. Э., Криве И. В., Суперсимметрия в квантовой механике, «УФН», 1985, т. 146, в. 4, с. 553; Высоцкий М. И., Суперсимметричные модели элементарных частиц — физика для ускорителей нового поколения?, там же, с. 591; Арефьева И. Я., Волович И. В., Суперсимметрия: теория Калуцы — Клейна, аномалии, суперструны, там же, с. 655; Вайнштейн А. И., Захаров В. И., Шифман М. А., Инстантоны против суперсимметрии, там же, с. 683; 7) Весс Ю., Бегер Дж., Суперсимметрия и супергравитация, пер. с англ., М., 1986; 8) Ахиезер А. И., Пелетминский С. В., Поля и фундаментальные взаимодействия, К., 1986; 9) Уэст П., Введение в суперсимметрию и супергравитацию, пер. с англ., М., 1989; 10) Суперсимметрия, калибровочные поля и квантование, сб. статей, под ред. В. Я. Файнберга, М., 1993.

Ю. А. Гольфанд.

СУПЕРСТРУ́НЫ — релятивистские суперсимметричные протяжённые объекты. С. являются обобщением понятия бозонной релятивистской струны (см. *Струна релятивистская*) с включением фермионных степеней свободы. В зависимости от вида граничных условий для фермионов различают струны Рамона (P. Ramond, 1971) и Невё — Шварца (A. Neveu, J. Schwarz, 1971). При этом *суперсимметрия* может быть реализована двояким образом: как двумерная суперсимметрия на мировой поверхности, заметаемой струной при своём движении в пространстве-времени, либо как пространственно-временная суперсимметрия. Последний случай отвечает струне Грина — Шварца (M. Green, J. Schwarz, 1982).

При квантовании С. представляет собой бесконечную последовательность нормальных мод — последовательность массивных состояний в квантовой теории поля. Расщепление масс Δm^2 пропорционально натяжению струны T. В теории С. $T\sim(10^{19}$ ГэВ$)^2$ [в системе единиц $h=c=1$]. Спектр масс начинается с нуля и, в отличие от теории бозонной струны, не содержит *тахиона* (т. е. состояния с мнимой массой). Последовательное квантование в плоском пространстве-времени оказывается возможным только в критич. размерности. Для бозонной струны $D_{кр}=26$, для фермионной — $D_{кр}=10$.

Струны бывают о т к р ы т ы м и и з а м к н у т ы м и. Открытые струны в качестве низших безмассовых состояний содержат частицы спина 1 — кванты *Янга — Миллса поля*, замкнутые — частицы спина 2 — *гравитоны*, а в случае С. содержат и их суперпартнёры спина $^3/_2$ — *гравитино*. На этом пути в теории С. возникает локальная квантовая теория поля, объединяющая гравитацию и поля Янга — Миллса — переносчики всех взаимодействий [Дж. Шерк (J. Scherk) и Дж. Шварц, 1974].

На расстояниях, много больших *планковской длины* ($\sim10^{-33}$ см), или при энергиях, много меньших *планковской массы* ($\sim10^{19}$ ГэВ), массивные состояния отщепляются и возникает эфф. локальная теория поля (*супергравитация* и суперсимметричная янг-миллсовская теория с фиксированными параметрами и составом частиц). При этом наблюдаемые частицы (кварки, лептоны, калибровочные векторные бозоны и т. д.) должны быть среди безмассовых возбуждений ($m\ll10^{19}$ ГэВ).

Различают след. теории С.

Тип I, к к-рому относятся разомкнутые неориентированные струны с $N=1$ суперсимметрией. При матем. описании с концами струны ассоциируются матрицы фундам. представления калибровочной группы, причём согласованная квантовая теория неориентированных струн допускает только классич. группы $SO(n)$ и $Sp(n)$. Как оказывается, требование сокращения *аномалий* и расходимостей оставляет только группу $SO(32)$. Взаимодействуя, открытые струны образуют замкнутые конфигурации — синглеты калибровочной группы. В пределе малых энергий С. типа I приводят к ($D=10$) суперсимметричной теории Янга — Миллса и $N=1$ супергравитации.

Тип II, к к-рому относятся замкнутые ориентированные струны с $N=2$ суперсимметрией. Здесь нет группы *внутренних симметрий*. В пределе низких энергий получается ($D=10$) $N=2$ теория супергравитации.

Гетерозисная (гетеротическая) струна (биол. термин «гетерозис» означает явление усиления положит. свойств гибрида по сравнению с исходными образцами) — замкнутая ориентированная струна, к-рая является гибридом 26-мерной бозонной струны и 10-мерной фермионной струны типа II. Это связано с тем, что в замкнутой струне левые и правые моды существуют независимо. В гетерозисной струне они входят несимметричным образом: правые моды соответствуют 10-мерной фермионной струне, а левые — 26-мерной бозонной струне, причём лишние 16 измерений компактифицированы на 16-мерный тор. При этом возникает калибровочная группа, решётка корней к-рой идентифицируется с решёткой дискретных импульсов, сопряжённых с внутр. измерениями. Возникающая группа имеет ранг 16 и размерность 496. Такими группами

[являются группа $SO(32)$ и $E_8 \times E_8$ (Х. Гросс, Д. Гросс)

СФЕРИ́ЧЕСКАЯ АБЕРРА́ЦИЯ — одна из геом. аберраций оптических систем, зависящая от положения точки пересечения луча с плоскостью входного зрачка. С. а. наблюдается даже для точки-объекта, находящейся на гл. оптич. оси системы. С. а. особенно велики в светосильных системах (с большим относительным отверстием), где приходится учитывать и аберрации высших порядков. Подробнее см. *Аберрации оптических систем.*

СФЕРИ́ЧЕСКАЯ ВОЛНА́ — волна, радиально расходящаяся от нек-рой точки (источника) или сходящаяся к ней (к стоку) и имеющая сферич. волновые фронты (поверхности равных фаз). Простейшим примером является сферически симметричная скалярная волна вида

$$u=f(r\mp ct)/r, \qquad (1)$$

расходящаяся от центр. точки $r=0$ (знак «−») или сходящаяся к ней (знак «+») со скоростью c. Такая волна удовлетворяет *волновому уравнению* и описывает многие физ. процессы в линейных средах без дисперсии и без потерь. Суперпозиция сходящейся и расходящейся волн (в частности, стоячая С. в.) также является решением волнового ур-ния.

Ф-ция f в общем случае произвольна; важный частный случай — гармоническая С. в.: $f=A\exp i(\omega t\mp kr)$; в такой волне A/r — амплитуда, а $\omega t\mp kr=\Phi$ — фаза (ω — круговая частота, k — волновое число).

Если величина $u(r,\ t)$ описывает физ. поле (напр., возмущение давления в звуковой волне, скалярный потенциал в эл.-магн. волне и др.), то плотность потока энергии поля, уносимой от источника или приносимой к нему, пропорц. $|u(r,\ t)|^2$, и, следовательно, общий поток энергии через сферу любого радиуса r, пропорц. $4\pi r^2|u|^2$, сохраняется неизменным. Это является следствием закона сохранения энергии.

При наличии поглощения в среде энергия С. в. убывает в направлении её распространения. Для гармонич. С. в. поглощение может быть учтено заменой k на $k'\mp k''$, где k'' — мнимая часть волнового числа. Это означает, что амплитуда волны затухает по экспоненте:

$$u=\frac{Ae^{\mp k''r}}{r}\,e^{i(\omega t\mp k'r)}. \qquad (2)$$

Существуют и несимметричные С. в., амплитуды к-рых зависят от полярной θ и азимутальной φ угл. координат, но фазовые фронты по-прежнему остаются сферическими:

$$u(r,\ \theta,\ \varphi,\ t)=U(r,\ t)\cdot D(\theta,\ \varphi), \qquad (3)$$

где $U(r,\ t)$ отвечает симметричной С. в., напр. в форме (1) или (2), а $D(\theta,\ \varphi)$ описывает угл. зависимость поля (эту ф-цию можно представить в виде суперпозиции т. н. сферич. гармоник). В однородных изотропных средах волновое поле на больших расстояниях от центра почти всегда имеет вид (3). Подбором D можно концентрировать поле около заданных направлений, поэтому ф-ция $D(\theta,\ \varphi)$ наз. диаграммой направленности излучения источника (см. *Антенна*).

Лит. см. при ст. *Волны.* *М. А. Миллер, Л. А. Островский.*

СФЕРИ́ЧЕСКИЕ ФУ́НКЦИИ (сферические гармоники) — спец. функции, возникающие, напр., при отыскании ограниченных решений ур-ния Лапласа $\Delta u=0$ в сферич. координатах $(r,\ \theta,\ \varphi)$ методом разделения переменных. Введены в кон. 18 в. А. Лежандром и П. Лапласом. Полагая $u=u(r,\ \theta,\ \varphi)=R(r)\,Y(\theta,\ \varphi)$, после разделения переменных для $Y(\theta,\ \varphi)$ получаем ур-ние

$$\frac{1}{\sin\theta}\frac{\partial}{\partial\theta}\left(\sin\theta\frac{\partial Y}{\partial\theta}\right)+\frac{1}{\sin^2\theta}\frac{\partial^2 Y}{\partial\varphi^2}+\lambda Y=0, \qquad (*)$$

$$\lambda=l(l+1),\ l=0,\ 1,\ \ldots,$$

частные решения к-рого — С. ф. — имеют вид

$$Y_{lm}(\theta,\ \varphi)=\frac{1}{\sqrt{2\pi}}\,e^{im\varphi}\Theta_{lm}(\cos\theta),\ -l\leqslant m\leqslant l,\ m=0,\ \pm1,\ \ldots,$$

$$\Theta_{l,\,-m}(x)=(-1)^m\Theta_{lm}(x),\ Y^*_{lm}(\theta,\ \varphi)=(-1)^m\,Y_{l,\,-m}(\theta,\ \varphi),$$

звёздочка означает комплексное сопряжение. Ф-ция $\Theta_{lm}(x)$ $(x=\cos\theta)$ может быть выражена через полиномы Якоби $P_l^{(\alpha,\beta)}(x)$, присоединённые ф-ции Лежандра $P_l^m(x)$ и полиномы Лежандра $P_l(x)$ (см. *Ортогональные полиномы*):

$$\Theta_{lm}(x)=C_{lm}(1-x^2)^{m/2}P_{l-m}^{(m,\,m)}(x),\ C_{lm}=\frac{1}{2^m l!}\times$$

$$\times\sqrt{\frac{2l+1}{2}(l-m)!\,(l+m)!},\ P_{l-m}^{(m,\,m)}(x)=\frac{2^m l!}{(l+m)!}\,\frac{d^m}{dx^m}P_l(x),$$

$$P_l^m(x)=(1-x^2)^{m/2}\,\frac{d^m}{dx^m}P_l(x)$$

[в нек-рых работах по квантовой механике в коэф. C_{lm} вводят дополнит. множитель $(-1)^m i^l$].

Общий вид решения ур-ния (*)

$$Y(\theta,\ \varphi)=Y_l(\theta,\ \varphi)=\sum_{m=-l}^{l}C_m\,Y_{lm}(\theta,\ \varphi)$$

(C_m — постоянные).

С. ф. образуют полную

$$\sum_{l=0}^{\infty}\sum_{m=-l}^{l}Y^*_{lm}(\theta',\ \varphi')\,Y_{lm}(\theta,\ \varphi)=\delta(\varphi-\varphi')\,\delta(\cos\theta-\cos\theta'),$$

ортонормированную

$$\int Y_{lm}(\theta,\ \varphi)\,Y^*_{l'm'}(\theta,\ \varphi)\,d\Omega=\delta_{ll'}\delta_{mm'},\ d\Omega=\sin\theta\,d\theta\,d\varphi,$$

систему на сфере единичного радиуса (δ — *дельта-функция*, $\delta_{nn'}$ — *Кронекера символ*). Эта система играет ту же роль в разложении ф-ций на сфере, что и тригонометрич. ф-ции на окружности. Для ф-ций $Y_{lm}(\theta,\ \varphi)$ построены конечно-разностные ортогональные аналоги на дискретном множестве точек сферы.

Рекуррентное соотношение и ф-лы дифференцирования для С. ф. имеют вид

$$\cos\theta\,Y_{lm}(\theta,\ \varphi)=\sqrt{\frac{(l+1)^2-m^2}{4(l+1)^2-1}}\,Y_{l+1,\,m}(\theta,\ \varphi)+$$

$$+\sqrt{\frac{l^2-m^2}{4l^2-1}}\,Y_{l-1,\,m}(\theta,\ \varphi),$$

$$\frac{\partial}{\partial\varphi}Y_{lm}(\theta,\ \varphi)=imY_{lm}(\theta,\ \varphi),$$

$$e^{\pm i\varphi}\left(\mp\frac{\partial Y_{lm}}{\partial\theta}+m\operatorname{ctg}\theta\,Y_{lm}\right)=\sqrt{l(l+1)-m(m\pm1)}\,Y_{l,\,m\pm1}$$

[при $m=\pm(l+1)$ следует полагать $Y_{lm}(\theta,\ \varphi)=0$].

Теорема сложения для С. ф. выражает полином Лежандра $P_l(\cos\omega)$ [ω — угол между векторами r_1 и r_2, направления к-рых характеризуются углами θ_1, φ_1 и θ_2, φ_2:

$$\cos\omega=\cos\theta_1\cos\theta_2+\sin\theta_1\sin\theta_2\cos(\varphi_1-\varphi_2)]$$

через произведения С. ф.:

$$P_l(\cos\omega)=\frac{4\pi}{2l+1}\sum_{m=-l}^{l}Y_{lm}(\theta_1,\ \varphi_1)\,Y^*_{lm}(\theta_2,\ \varphi_2).$$

С помощью этой теоремы можно записать разложение потенциала (в точке r_1) единичного заряда (расположенного в точке r_2) в виде

$$\frac{1}{|r_1-r_2|}=\sum_{l=0}^{\infty}\frac{r_<^l}{r_>^{l+1}}P_l(\cos\omega)=$$

$$=4\pi\sum_{l=0}^{\infty}\left[\frac{1}{2l+1}\,\frac{r_<^l}{r_>^{l+1}}\sum_{m=-l}^{l}Y_{lm}(\theta_1,\ \varphi_1)\,Y^*_{lm}(\theta_2,\ \varphi_2)\right],$$

$$r_<=\min(r_1,\ r_2),\ r_>=\max(r_1,\ r_2).$$

При вращении системы координат, определяемом углами Эйлера α, β, γ, С. ф. преобразуются след. образом:

$$Y_{lm}(\theta, \varphi) = \sum_{m'=-l}^{l} D^{l}_{mm'}(\alpha, \beta, \gamma)\, Y_{lm'}(\theta', \varphi')$$

(θ', φ'—углы θ, φ в новой системе координат). Коэф. $D^{l}_{mm'}(\alpha, \beta, \gamma)$ наз. обобщёнными С. ф., или *Вигнера функциями*. Они связаны со С. ф. соотношениями

$$D^{l}_{m0}(\alpha, \beta, \gamma) = \sqrt{\frac{4\pi}{2l+1}}\, Y_{lm}(\beta, \alpha),$$

$$D^{l}_{0m}(\alpha, \beta, \gamma) = (-1)^m \sqrt{\frac{4\pi}{2l+1}}\, Y_{lm}(\beta, \gamma),$$

$$D^{l}_{00}(\alpha, \beta, \gamma) = P_l(\cos\beta).$$

Лит.: Гобсон Е. В., Теория сферических и эллипсоидальных функций, пер. с англ., М., 1952; Бейтмен Г., Эрдейи А., Высшие трансцендентные функции, пер. с англ., 2 изд., т. 2, М., 1974; Никифоров А. Ф., Уваров В. Б., Специальные функции математической физики, 2 изд., М., 1984; Справочник по специальным функциям, пер. с англ., М., 1979.

А. Ф. Никифоров.

СЦИЛАРДА — ЧАЛМЕРСА ЭФФЕКТ — изменение хим. состояния атомов в результате предшествующих ядерных реакций (без изменения ат. номера Z) — гл. обр. *радиационного захвата* нейтронов (n, γ), а также реакций (n, 2n), (n, n), (γ, n). Обычно энергия отдачи ядра в таких реакциях вполне достаточна для разрыва хим. связи атомов в молекуле (~3 эВ). Освободившиеся атомы остаются свободными либо вступают в хим. соединения др. типа. Если в ядерных реакциях образуются радиоакт. ядра (чаще всего β-активные), то, используя С.— Ч. э., можно химически отделить эти радиоакт. ядра от остальной массы облучаемого вещества и сконцентрировать наведённую активность в малом объёме (до 10^8 раз). С.— Ч. э. позволяет измерять слабые потоки нейтронов в водной среде (определение абс. активности *нейтронных источников*).

С.— Ч. э. обнаружен Л. Сцилардом (Л. Силард, L. Szilard) и Т. А. Чалмерсом (T. A. Chalmers) в 1934 при облучении медленными нейтронами иодистого этила.

Под С.— Ч. э. иногда понимают изменение хим. состояния атома, вызываемое радиоакт. отдачей в любом ядерном процессе и даже тогда, когда энергия отдачи ядра недостаточна для разрыва хим. связи. В таких случаях [β-распад, изомерные переходы (см. *Изомерия ядерная*), *конверсия внутренняя* γ-лучей и др.] связь разрывается в результате «встряски» электронной оболочки атома из-за внезапного изменения заряда ядра.

Лит.: Брода Э., Современное состояние радиохимии, пер. с англ., М., 1952, с. 100; Чоппин Г., Ридберг Я., Ядерная химия. Основы теории и применения, пер. с англ.,М., 1984; Harbottle G., Maddock A. G., Chemical effects of nuclear transformations in inorganic systems, Amst.— N. Y.—Oxf., 1979, p. 145.

А. В. Стрелков.

СЦИНТИЛЛЯ́ТОРЫ — люминофоры, в к-рых под действием ионизирующих излучений возникают световые вспышки — *сцинтилляции*. С. могут служить мн. *кристаллофосфоры* (напр., ZnS, NaI), органич. кристаллы (антрацен, стильбен), растворы пластмасс, инертные газы. С. обычно применяют в *сцинтилляционных детекторах* заряж. частиц.

СЦИНТИЛЛЯЦИО́ННЫЙ ДЕТЕ́КТОР — *детектор* частиц, действие к-рого основано на регистрации световых вспышек в видимой или УФ-области, возникающих при прохождении заряж. частиц через сцинтиллятор. Доля энергии, конвертированная в световую вспышку $\mathscr{E}_ф$ от полной энергии ($\mathscr{E}_п$), потерянной частицей в сцинтилляторе, наз. конверсионной эффективностью. Она является осн. параметром С. д. Иногда вместо конверсионной эффективности используют уд. световой выход (световыход) — число образованных частицей фотонов на единицу потерянной энергии $C_к/\hbar\omega$, или ср. энергию, расходуемую на образование одного фотона, $w_ф = \hbar\omega/C_к$. Здесь $\hbar\omega$ — ср. энергия фотонов световой вспышки ($\hbar\omega \approx 3$ эВ).

Для наиб. эфф. сцинтилляторов значение $C_к$ достигает 0,1—0,3. Конверсионная эффективность зависит от типа регистрируемой частицы и от её уд. потерь энергии. Для данного сцинтиллятора $C_к$ может зависеть от темп-ры T, наличия примесей и соотношения разл. компонент в сцинтилляторе.

С. д. обладает спектроскопич. свойствами, т. е. интенсивность световой вспышки пропорциональна энергии, потерянной частицей в широкой области энергии. Только в области малых энергий, где резко возрастает уд. потеря энергии, световыход падает и пропорциональность нарушается.

Механизмы преобразования энергии частицы в световую вспышку различны для разных сцинтилляторов. В большинстве случаев они могут быть сведены к след. (упрощённой) схеме: 1) ионизация и возбуждение атомов и молекул, образование радикалов; 2) перенос энергии возбуждения к центрам свечения (радиационный, резонансный, экситонный, электронно-дырочный); 3) возбуждение и высвечивание центров свечения. Нейтральные частицы регистрируются благодаря передаче энергии заряженным: γ-кванты — по электронам и позитронам (см. *Гамма-излучение*), нейтроны — по протонам отдачи (при упругом рассеянии) или по заряж. частицам, возникающим в *ядерных реакциях* нейтронов с веществом сцинтиллятора.

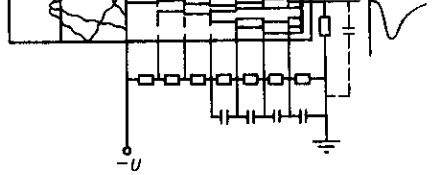


Рис. 1. Схема сцинтилляционного детектора: Сц — сцинтиллятор, Св — светопровод, Ф — фотокатод, Д — диноды, А — анод.

Осн. элементы С. д. (рис. 1) — сцинтиллятор и соединённый с ним оптически фоторегистратор, преобразующий энергию световой вспышки в электрич. импульс. В качестве фоторегистратора обычно используют *фотоэлектронный умножитель* (ФЭУ). Световые фотоны, попадая на фотокатод ФЭУ, выбивают из него электроны, к-рые фокусируются на 1-й динод, размножаются динодной системой в результате процесса *вторичной электронной эмиссии* и окончательно собираются на аноде ФЭУ, создавая в его цепи электрич. импульс.

Спектрометрич. и амплитудные характеристики С. д. определяются числом электронов, попавших на 1-й динод ФЭУ, к-рое можно рассчитать по ф-ле $N_1 = \mathscr{E}_п a b \gamma / w_ф$. Здесь a — доля фотонов, попадающих на фотокатод, γ — квантовый выход фотокатода (для лучших мультищелочных катодов γ = 0,15—0,2), $b \approx 0{,}5$—0,8 — доля электронов, собранных на 1-й динод. Макс. амплитуда импульса напряжения на сопротивлении в анодной цепи ФЭУ: $A_{макс} = N_1 M e / C$, где M — коэф. усиления ФЭУ, C — ёмкость анода; M может достигать значения $\sim 10^8$, что позволяет регистрировать события, в результате к-рых на 1-й динод приходит всего 1 электрон. Иногда между сцинтиллятором и ФЭУ устанавливается световод (для улучшения равномерности светового сбора, выноса ФЭУ из области эл.-магн. поля и др.).

Помимо ФЭУ в качестве фоторегистратора могут использоваться вакуумный (в интегральном режиме) или полупроводниковый *фотоэлементы*. В первых экспериментах при регистрации α-частиц с помощью ZnS световые вспышки регистрировались непосредственно глазом.

Для оптимальной регистрации световой вспышки её спектр и спектральная чувствительность фотокатода долж-

ны быть близки, а сцинтиллятор должен быть прозрачен для излучения. Прозрачность сцинтиллятора характеризуется расстоянием, на к-ром интенсивность его светового излучения уменьшается в результате поглощения в e раз. Для увеличения числа фотонов, падающих на фотокатод ФЭУ, и улучшения равномерности светосбора по объёму сцинтиллятора поверхность последнего покрывают отражателем (MgO, TiO_2, тефлон) или используют полное внутр. отражение от полиров. граней кристалла.

Интенсивность световой вспышки в зависимости от времени меняется по закону $I = I_0 \exp(-t/\tau)$, где τ — время, за к-рое интенсивность уменьшается в e раз, называемое временем высвечивания сцинтиллятора; τ определяет временны́е характеристики С. д. Время высвечивания определяется процессами преобразования энергии частицы в световую вспышку, и часто из-за неск. процессов возникает неск. компонент с разл. τ. Соотношение интенсивностей разл. компонент высвечивания отличается для лёгких (электронов) и тяжёлых (протонов, α-частиц и т. д.) частиц, особенно для органич. сцинтилляторов (см. ниже), что приводит к разл. форме импульса для этих частиц. Это позволяет при регистрации по форме импульса разделять частицы разной природы при одинаковой амплитуде импульса.

Зависимость световыхода от типа регистрируемых частиц характеризуют отношением α/β — отношением световыхода α-частицы и электрона при одинаковых энергиях. Отношение α/β различно для разных типов сцинтилляторов и зависит от энергии частиц.

С. д. применяются как в виде самостоят. детекторов, так и в качестве составных компонентов *комбинированных систем детекторов* при исследовании разл. процессов с энергиями ≥неск. КэВ.

Неорганические сцинтилляторы — монокристаллы с добавкой активатора. Они обладают высокими эффективностью Z, плотностью ρ и достаточно большой длительностью высвечивания τ (табл. 1).

Табл. 1. — **Характеристика неорганических сцинтилляторов**

Кристалл	ρ, г/см³	Максимум в спектре люминесценции, нм	τ, нс	$C_к$
NaI (Tl)	3,67	410	250	0,06
CsI (Tl)	4,51	560	700	0,02
KI (Tl)	3,13	410	1000	0,012
LiI (Eu)	4,06	440	1200	0,04
CaF_2	3,18	250	200	0,009
ZnS (Ag)	4,09	450	10^4	0,1—0,2

Наиб. световыходом обладают кристаллы ZnS(Ag), но они существуют только в виде мелкокристаллич. порошка (кристаллы больших размеров получить не удаётся), прозрачность к-рых для собств. излучения мала. Одним из лучших неорганич. сцинтилляторов является NaI(Tl). Он имеет наибольший после ZnS(Ag) световыход и прозрачен для собств. излучения. Монокристаллы NaI(Tl) могут быть выращены больших размеров (до 500 мм); их недостаток — гигроскопичность, требующая герметизации. Сцинтиллятор CsI(Tl) имеет световыход ниже, но не гигроскопичен. Помимо этих универсально используемых неорганич. сцинтилляторов существует ряд других, применение к-рых диктуется условиями эксперимента — присутствием определ. элементов, большим или, наоборот, малым сечением захвата тепловых нейтронов (см. *Нейтронные детекторы*) и др. Перспективны сцинтилляторы на основе BaF_2 и $Bi_4Ge_3O_{12}$ (гигроскопичны, могут быть выращены размерами до неск. десятков см), неактивированные кристаллы галлоидов щелочных металлов при $T \simeq -200°$ С. Напр., кристаллы NaI имеют тот же световыход, что и NaI(Tl) при $T = 300$ К, но τ на порядок меньше.

Механизм высвечивания неорганич. сцинтилляторов иллюстрирует зонная диаграмма ионных кристаллов (рис. 2). Внутри запрещённой энергетич. зоны (см. *Зонная теория*)

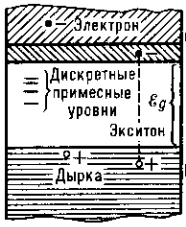


Рис. 2. Зонная диаграмма ионного кристалла.

могут быть дискретные уровни энергии ионов активатора (напр., Tl для NaI), а также других неизбежных примесей и дефектов кристаллич. решётки. При прохождении заряж. частицы электроны могут получать энергию, достаточную для перехода из валентной зоны в экситонную зону и зону проводимости. Обратные переходы электронов в зону валентности с промежуточным захватом на дискретных

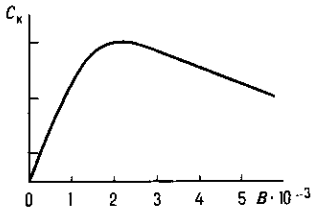


Рис. 3. Зависимость световыхода $C_к$ кристалла NaI от концентрации Tl.

уровнях запрещённой зоны приводят к испусканию оптич. фотонов. Поскольку их энергия $\hbar\omega$ меньше ширины запрещённой зоны $\mathscr{E}_g$, а плотность дискретных уровней мала, кристалл оказывается для них прозрачным. Световыход зависит от концентрации активатора B (рис. 3). Уменьшение световыхода при больших концентрациях связано с ростом вероятности поглощения фотонов на активаторных уровнях. Время высвечивания τ с ростом концентрации активатора до $3 \cdot 10^{-3}$ уменьшается от 0,35 до 0,22 мкс.

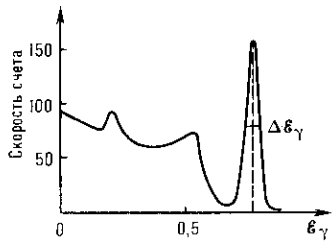


Рис. 4. Спектр импульсов от NaI(Tl) для $\mathscr{E}_\gamma = 661$ КэВ.

Большая плотность ρ и высокий атомный номер Z обусловливают осн. применение С. д. на основе неорганич. сцинтилляторов для регистрации и спектрометрии γ-излучения (рис. 4). Спектр монохроматич. γ-излучения состоит из т. н. пика полного поглощения (полное поглощение γ-кванта) и комптоновского распределения (см. *Комптона эффект*), соотношение к-рых зависит от размера кристалла. Энергетич. разрешение пика полного поглощения $\Delta\mathscr{E}_\gamma / \mathscr{E}_\gamma$ складывается из флуктуации числа электронов, собранных на 1-й динод ФЭУ, дисперсии ФЭУ и т. н. собств. разрешения кристалла. Последнее определяется помимо неравномерности процесса светосбора флуктуациями числа и энергии комптоновских и δ-электронов при образовании пика полного поглощения, зависит от размера кристалла и составляет величину ~ неск. %. Полное разрешение $\Delta\mathscr{E}_\gamma / \mathscr{E}_\gamma$ для энергии γ-квантов от ^{137}Cs ($\mathscr{E}_\gamma = 661$ КэВ) для лучших кристаллов порядка 7%. С изменением регистрируемой энергии $\mathscr{E}_\gamma$ разрешение меняется по закону $(\Delta\mathscr{E}_\gamma / \mathscr{E}_\gamma)^2 = g/\mathscr{E}_\gamma$. Пропорциональность между интенсивностью световой вспышки и «потерянной» энергией при регистрации электронов и γ-квантов в NaI(Tl) имеет место при $\mathscr{E}_\gamma > 100$ КэВ. При меньших энергиях световыход сложным образом зависит от уд. потерь энергии.

Органические сцинтилляторы. К ним относятся органич. кристаллы, жидкие и твёрдые растворы сцинтиллирующих

веществ в органич. растворителях и полимерах, а также органич. газы (см. *Органические проводники*).

Табл. 2.— **Характеристика органических сцинтилляторов**

Сцинтилляторы	ρ, г/см³	Максимум в спектре люминесценции, нм	τ, нс	$C_к$
Кристаллические:				
Антрацен ($C_{14}H_{10}$)	1,25	445	30	1(4%)
Стильбен ($C_{14}H_{12}$)	1,16	410	6	0,7
Нафталин ($C_{10}H_8$)	1,15	345	70	0,2
Жидкие:				
Ксилол с добавкой *p*-терфенила (5 г/л) и POPOP (0,1 г/л)	0,86	350	2	0,5
Толуол с добавкой *p*-терфенила (4 г/л) и POPOP (0,1 г/л)	0,86	430	2,7	0,6
Уайт-спирит с добавкой PPO (2 г/л) и POPOP (0,03 г/л) с продувкой АГ	0,78	425	5	0,6
Пластические:				
Полистирол с добавкой *p*-терфенила (0,9%) и α-NPO (0,05%)	1,06	400	2,2	0,4
Поливинилтолуол с добавкой *p*-терфенила (3,4%) и POPOP (0,1%)	1,1	430	3	0,5

В органич. сцинтилляторах высвечивание фотонов связано с электронными переходами возбуждённых молекул. Органич. сцинтилляторы характеризуются малой эффективностью $Z \sim 6$, сравнительно небольшой плотностью ρ и малой длительностью высвечивания τ (табл. 2). Последнее делает их удобными для временны́х измерений. Наиб. световыход достигается на антрацене, значение к-рого при сравнении с др. органич. сцинтилляторами часто принимается за 1.

На основе пластич. и жидких сцинтилляторов создаются С. д. больших поверхности и объёма и требуемой формы. Как правило, они состоят из 2—3 компонент: прозрачной пластмассы (полистирол, поливинилтолуол, метилметакрилат) или органич. растворителей (наиб. световыход у ксилола и толуола) и сцинтиллирующей добавки или активатора (*p*-терфенил, 2,5-дифенилоксазол, тетрафенилбутадиен, стильбен, нафталин, бифенил) с концентрацией 1—10 г/л; иногда добавляют т. н. смеситель спектра (5-фенил-2, оксазолил бензол — POPOP) с концентрацией 0,01—0,5 г/л для согласования спектра световой вспышки со спектральной чувствительностью фотокатода.

Активатор и растворитель подбирают так, чтобы 1-й возбуждённый уровень растворителя был выше 1-го уровня активатора. Тогда возможна передача энергии возбуждения от молекул растворителя к молекулам активатора. При увеличении концентрации активатора световыход сначала возрастает, затем, пройдя через максимум, начинает уменьшаться, что связано с увеличением вероятности самопоглощения света молекулами активатора. В жидкие и пластич. сцинтилляторы можно добавлять (неск. %) др. вещества, напр. исследуемые радиоакт. изотопы или при регистрации тепловых нейтронов Li, B, Gd, Cd.

Световыход органич. сцинтилляторов различен для лёгких и тяжёлых частиц при энергиях $\mathscr{E} \leqslant 10$ МэВ, $\alpha/\beta \approx 0{,}1$. Сцинтилляционный импульс в органич. сцинтилляторах обычно содержит 2 компоненты: быструю ($\tau \sim 10^{-9}$ с) и медленную ($\tau \sim 10^{-7}$—10^{-5} с). Относит. интенсивности компонент зависят от природы частиц, что приводит к различию в форме импульса для тяжёлых и лёгких частиц (рис. 5). На этом различии основан метод регистрации быстрых нейтронов по протонам отдачи на фоне потока γ-квантов.

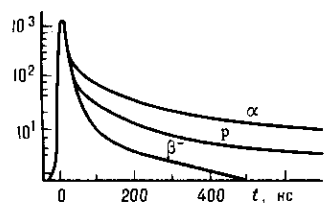


Рис. 5. Форма импульса в органических сцинтилляторах для электронов, протонов и α-частиц.

Зависимость световыхода от уд. потерь энергии описывается ф-лой Биркса:

$$C_к = A\frac{d\mathscr{E}}{dx}\Big/\left(1 + B\frac{d\mathscr{E}}{dx}\right),$$

где A и B — постоянные.

Калибровка С. д. на основе органич. сцинтилляторов осуществляется в области малых энергий с помощью источников *конверсионных электронов* и γ-источников, а в области высоких энергий — с помощью разл. процессов, связанных с релятивистскими частицами (распад остановившихся *мюонов*, прохождение релятивистскими частицами определ. линейного расстояния и др.).

Высокая прозрачность жидких сцинтилляторов позволяет создавать на их основе С. д. с размерами в неск. метров и массой вплоть до неск. сотен тонн, напр. в экспериментах по регистрации нейтрино. В этом случае часто используется сцинтиллятор на основе уайт-спирита (очищенный керосин). Его прозрачность $s = 20$ м. На основе уайт-спирита созданы крупнейшие подземные С. д. для комплексного изучения космич. лучей и нейтринной астрофизики: баксанский сцинтилляционный телескоп (330 т), 105-тонный подземный С. д., расположенный в подземном помещении вблизи г. Артёмовск; российско-итальянский С. д. в тунеле под Монбланом (90 т).

Газовые сцинтилляторы — инертные газы и их смеси в газообразном, жидком и твёрдом состояниях. Центрами свечения являются возбуждённые молекулы. Инертные газы характеризуются короткими временами высвечивания ($\tau \sim 10^{-8}$—10^{-9} с) и высоким световыходом, так световыход Xe того же порядка, что и у NaI(Tl). Осн. доля излучения инертных газов лежит в области вакуумного ультрафиолета ($\lambda \sim 200$ нм), поэтому регистрация таких фотонов требует ФЭУ с кварцевым входным окном либо нанесения на входное окно смесителя спектра (дифенилстильбен или кватерфенил). Осн. применение газовых С. д. — регистрация α-частиц и осколков деления (см. *Деление ядер*).

Другие типы С. д. Существ. влияние на световыход сцинтиллятора оказывает электрич. поле. При приложении достаточно сильного поля возникающие при прохождении заряж. частицы электроны могут приобретать энергию, достаточную для возбуждения и ионизации атомов, что в конечном итоге приведёт к увеличению числа фотонов в световой вспышке. Этот принцип лежит в основе сцинтилляционного пропорционального счётчика. Его преимущество — высокое энергетич. разрешение в области малых энергий.

При использовании *электронно-оптического преобразователя* возможно получение фотографии трека частицы в сцинтилляторе (люминесцентная камера). Распространены сцинтилляционные камеры, в к-рых в сочетании с электронно-оптич. преобразователем используется система сцинтилляционных волокон в двух взаимно перпендикулярных направлениях (см. *Сцинтилляционный детектор на волокнах*).

Лит.: Сцинтилляционный метод в радиометрии, М., 1961; Абрамов А. И., Казанский Ю. А., Матусевич Е. С., Основы экспериментальных методов ядерной физики, 3 изд., М., 1985; Ляпидевский В. К., Методы детектирования излучений, М., 1987.

И. Р. Барабанов.

СЦИНТИЛЛЯЦИО́ННЫЙ ДЕТЕ́КТОР НА ВОЛО́КНАХ (СДВ) — разновидность *сцинтилляционного детектора*, особенностью к-рого является регулярная система параллельно расположенных волокон из сцинтиллятора. Часть света от заряж. частицы захватывается волокном за счёт полного внутр. отражения на границе и распространяется по волокну к выходу. Т. о., световое изображение трека частицы появляется на выходной плоскости детектора.

Обычно волокно состоит из сцинтиллирующего керна, покрытого тонкой оболочкой из материала с меньшим показателем преломления, чтобы обеспечить лучшую отражающую поверхность и, значит, увеличить длину затухания (а также защитить отражающую поверхность от механич. повреждения). Доля света, захваченного волокном, $\delta \simeq 0{,}5\ (1-n_{об}^2/n_к^2)$, где $n_{об}$ и $n_к$ — показатели преломления для оболочки и керна. Для разных материалов $\delta \sim 5$—10%. В качестве сцинтилляторов используют стекло с добавками Ce, пластик (на основе полистирола) или жидкий сцинтиллятор (напр., на основе метилнафталина), залитый в стеклянные капилляры. Наиб. перспективны капилляры с жидким сцинтиллятором: светосбор в ср. больше в ~ 2 раза, длина затухания света (≈ 3 м для 20-мкм капилляров) позволяет создавать детекторы большого размера (≈ 3 м), радиац. стойкость на порядок больше, чем у пластмассовых волокон. Применяются волокна диам. от 20 мкм до 3 мм, длиной 1 см — 2 м, коэф. заполнения волокнами рабочего объёма $\sim 50\%$.

Свет с волокон усиливается неск. электронно-оптич. преобразователями (ЭОП) с волоконными шайбами на входах и выходах (см. *Волоконная оптика*). В первом каскаде усиления применяют ЭОП с высокой чувствительностью. На фосфорах первых ЭОП производится задержка оптич. сигнала (200—500 нс), необходимая для выработки триггерной электроникой управляющего сигнала. Далее свет усиливается другим ЭОП с бо́льшим коэф. усиления, к-рый управляется импульсом от триггера. Для согласования размеров выходной плоскости СДВ и регистрирующей системы могут применяться ЭОП с увеличением или уменьшением изображения. Полный коэф. усиления системы ЭОП составляет 10^5. Временно́е разрешение СДВ определяется временами высвечивания τ фосфоров первых ЭОП и составляет 0,5—1 мкс.

Для считывания информации вначале использовалась фотоплёнка, к-рую вытеснили *приборы с зарядовой связью* (ПЗС), согласованные с выходной волоконной шайбой последнего ЭОП. Информация с ПЗС оцифровывается быстрым аналого-цифровым преобразователем и считывается в быструю память, связанную с ЭВМ. Мёртвое время СДВ определяется временем считывания с ПЗС.

Каждому выбитому фотоэлектрону с фотокатода 1-го ЭОП соответствует пятно (кластер) на ПЗС. Кол-во кластеров на единицу длины трека от релятивистской частицы ~ 3—10 мм$^{-1}$. При этом для волокон диам. 20 мкм среднеквадратичный разброс кластеров относительно трека составляет 18 мкм. При длине трека 5 мм точность локализации трека 6 мкм. Если волокна детектора расположить вдоль пучка частиц, то будут измеряться одновременно 2 координаты, перпендикулярные пучку. Кол-во света увеличится в более чем 10 раз, и погрешность локализации трека будет $\lesssim 2$ мкм.

Впервые СДВ были исследованы ещё в 50-х гг. 20 в. [1]. Однако применение началось с сер. 80-х гг. в связи с развитием волоконной оптики, ЭОП и считывающих систем на основе ПЗС [2, 3]. Преимущества СДВ: высокая плотность точек на треке — 3—10 мм$^{-1}$ для релятивистских частиц и большая длина затухания [4]; высокое координатное разрешение ($\lesssim 20$ мкм); разрешение между треками ~ 35—100 мкм [5]; большая плотность чувствит. элементов, достигающая $2 \cdot 10^5$ см$^{-2}$; радиац. стойкость $2 \cdot 10^8$ рад [6]; малые времена высвечивания (для жидких сцинтилляторов $\tau \sim 6$ нс); возможность работать в магн. полях.

СДВ может использоваться в качестве т. н. вершинного детектора с высоким координатным разрешением для регистрации распадов короткоживущих частиц, содержащих тяжёлые кварки (см. *Комбинированные системы детекторов*). СДВ позволяет изучать частицы с временами жизни $\sim 2 \cdot 10^{-14}$ с. СДВ может использоваться в качестве прецизионного компактного трекового детектора в экспериментах на встречных пучках. На основе СДВ изготовляют эл.-магн. и адронные калориметры, позволяющие кроме измерения энергий наблюдать и треки частиц (см. *Ионизационный калориметр*). СДВ применяют для регистрации частиц в качестве годоскопов с временны́м разрешением ~ 1 нс и координатным разрешением $\lesssim 1$ мм. При этом съём информации осуществляется многоканальными фотоумножителями [7]. При использовании с СДВ тяжёлых неоргани. сцинтилляторов появляется возможность регистрировать и γ-кванты с высокой координатной точностью.

Лит.: 1) Reynolds G. T., Present status of scintillation chamers, «IRE Trans. Nucl. Sci.», 1960, v. 7, p. 115; 2) Kirkby J., CERN/EP/87-60, 1987; 3) Bamburov N. S. [e. a.], Preprint IHER 89—41, 1989; 4) Buontempo S. [e. a.], Preprint CERN-PPE/94—142, 1994; 5) Cianfarani C. [e. a.], A high-resolution detector based on liquid-core scintillating fibres with readont via an electron-bombarded charge-coupled device, «Nucl. Instr. and Meth.», 1994, v. A339, p. 449; 6) Golovkin S. V. [e. a.], Preprint IHEP 94—33, 1994; 7) Kuroda K. [e. a.], Readout of optical scintillation fibers by a position sensitive photomultiplier, «Nucl. Instr. and Meth.», 1987, v. A260, p. 114; Препринт ИФВ-86—127, 1986.

С. В. Головкин.

СЦИНТИЛЛЯ́ЦИЯ (от лат. scintillatio — мерцание) — кратковременная ($\sim 10^{-4}$—10^{-9} с) световая вспышка (вспышка *люминесценции*), возникающая в *сцинтилляторах* под действием ионизирующих излучений. С. впервые визуально наблюдал У. Крукс (W. Crookes) в 1903 при облучении α-частицами экрана из ZnS. Атомы или молекулы сцинтиллятора за счёт энергии ионизирующего излучения (напр., ускоренных электронов) переходят в возбуждённое состояние; последующий переход из возбуждённого в нормальное состояние сопровождается испусканием света — С. Механизм С., её спектр испускания и длительность высвечивания зависят от природы люминесцирующего вещества, яркость — от природы заряж. частиц. Так, С. α-частиц и протонов значительно ярче С. электронов. Каждая С. — результат действия одной частицы; это обстоятельство используют в *сцинтилляционных детекторах* для регистрации элементарных частиц.

СЧЁТЧИКИ ЧАСТИ́Ц — импульсные электронные *детекторы* частиц. К ним относятся *Гейгера счётчик, пропорциональный счётчик, сцинтилляционный детектор* и др.

СЭ́БИН — внесистемная единица поглощения энергии диффузного звукового поля, употребляемая в архитектурной акустике и равная поглощению поверхности площадью в 1 квадратный фут, обладающей коэф. поглощения 1. Названа в честь У. Сэбина (W. Sabine). С. называют также единицей открытого окна; звуковая энергия в конечном счёте из открытого окна уходит полностью (коэф. поглощения 1). Аналогичная единица для 1 м^2 наз. метрическим С.

Т

ТА́ЛЛИЙ (лат. Thallium), Tl, — хим. элемент гл. подгруппы III группы периодич. системы элементов Менделеева, ат. номер 81, ат. масса 204,383. В природе представлен смесью двух стабильных изотопов ^{203}Tl (29,524%) и ^{205}Tl (70,476%). Электронная конфигурация внеш. оболочек $6s^2p$. Энергии последоват. ионизации равны: 6,108; 20,248; 29,83; 50,8 эВ. Кристаллохим. радиус атома Т. 0,171 нм, радиусы ионов Tl^+ 0,136, Tl^{3+} 0,105 эВ. Значение электроотрицательности 1,8. Работа выхода электронов 3,7 эВ.

Существует неск. кристаллич. модификаций Т. При темп-рах ниже 235,1 °С устойчив α-Tl (гексагональная плотнейшая кристаллич. решётка с параметрами $a = 344{,}96$ пм и $c = 551{,}37$ пм), его плотность 11,849 кг/дм^3. Выше 235,1 °С устойчив β-Tl с объёмноцентриров. кубич. решёткой, её параметр $a = 387{,}1$ пм. Энергия перехода α-Tl $\rightarrow$ β-Tl 1,674 кДж/кг.

При высоких давлениях обнаружен γ-Tl с гранецентриров. кубич. решёткой. α-Tl — мягкий ковкий серый металл, $t_{пл} = 303{,}5$ °С, $t_{кип} = 1457 \pm 10$ °С, темп-ра Дебая 78,5 К. Теплоёмкость $c_p = 26{,}3$ Дж/(моль·К), теплота плавления

4,201 кДж/моль, теплота испарения 162,4 кДж/моль. Диамагнетик, магн. восприимчивость α-Tl $-2{,}49\cdot10^{-10}$ (при 293 К). Уд. электрич. сопротивление 0,15 мкОм·м (при 0 °С), температурный коэф. электрич. сопротивления $5{,}177\cdot10^{-3}\,К^{-1}$, теплопроводность 38,9 Вт/(м·К). Коэф. линейного теплового расширения $2{,}8\cdot10^{-5}\,К^{-1}$. Тв. по Бринеллю 20 МПа, модуль нормальной упругости 7,95 ГПа.

Степень окисления +1 и +3, причём Tl^+ более устойчив, чем Tl^{3+}, поэтому по мн. хим. свойствам Т. похож на щелочные металлы. На воздухе окисляется и покрывается плотной защитной плёнкой оксида Tl_2O. Соединения Т. сильно ядовиты.

Т. используют как компонент лёгких сплавов. Амальгаму Т. (темп-ра затвердевания 214 К) применяют в низкотемпературных термометрах и др. приборах. Особо чистый Т. необходим при получении полупроводниковых соединений типа $TlAsX_2$ (где X есть Se, Te или S). Соединения Т. служат активаторами сцинтилляционных материалов. Водный раствор смеси солей Т. с муравьиной и малоновой к-тами (т. н. жидкость Клеричи) обладает самой высокой плотностью среди смачивающих жидкостей и используется в пикнометрии, при разделении порошков по плотности и т. д. Искусств. радионуклид ^{204}Tl ($T_{1/2}=2{,}779$ года) широко применяется как источник β^--частиц в разл. радионуклидных приборах (толщиномерах, дефектоскопах и др.).

С. С. Бердоносов.

ТАНГЕНЦИА́ЛЬНОЕ УСКОРЕ́НИЕ — то же, что *касательное ускорение*.

ТА́НДЕ́М — то же, что *перезарядный ускоритель*.

ТАНТА́Л (лат. Tantalum), Ta, — хим. элемент побочной подгруппы V группы периодич. системы элементов Менделеева, ат. номер 73, ат. масса 180,9479. В природе представлен стабильным ^{181}Ta (99,988%) и мало распространённым (0,012%) слабо радиоактивным ^{180}Ta ($T_{1/2}\geqslant10^{13}$ лет). Электронная конфигурация внеш. оболочек $5s^2p^6d^36s^2$. Энергии последоват. ионизации соответственно равны 7,89, 16,2 и 22 эВ. Кристаллохим. радиус атома Т. 0,146 нм, радиус иона Ta^{5+} 0,066 нм. Значение электроотрицательности 1,5. Для поликристаллич. Т. работа выхода электронов 4,12 эВ, для монокристаллич. Т.— 4,352 эВ.

В свободном виде — серый с синеватым отливом пластичный металл, решётка кубическая объёмноцентрированная с параметром $a=330{,}74$ пм. Плотность 16,6 кг/дм^3, $t_{пл}=2996$ °С, $t_{кип}=5425\pm100$ °С, темп-ра Дебая, определённая разными методами, равна 216—263,8 К. Уд. теплоёмкость $c_p=0{,}15$ Дж/(моль·К), теплота плавления 34,7 кДж/моль, теплота испарения 744 кДж/моль. Темпра перехода в сверхпроводящее состояние $T_c=4{,}47$ К. Т. парамагнитен, магн. восприимчивость $8{,}49\cdot10^{-10}$ (при 293 К). Уд. электрич. сопротивление 0,15 мкОм·м (при 300 К), температурный коэф. электрич. сопротивления $3{,}17\cdot10^{-3}\,К^{-1}$ (при 273—373 К). Теплопроводность 45,2 Вт/(м·К) (0 °С), коэф. теплового линейного расширения $6{,}59\cdot10^{-6}\,К^{-1}$ (при 100 °С). Механич. свойства Т. зависят от его чистоты. Для поликристаллич. Т. модуль упругости 186 ГПа (при 20 °С), модуль сдвига 70 ГПа. Для отожжённого листового Т. тв. по Бринеллю 0,45—1,25 ГПа, тв. по Виккерсу 890 МПа.

Наиб. характерная степень окисления +5. Т.— самый устойчивый к коррозии из неблагородных металлов.

Металлич. Т. используют для изготовления электролитич. конденсаторов, арматуры электронных ламп (аноды, сетки, катоды и т. п.), спец. коррозионностойкой аппаратуры в хим. промышленности, ядерной энергетике. Из Т. изготовляют фильеры в производстве искусств. волокна. В медицине Т. применяют как протезный материал, проволоку из Т.— для скрепления тканей и т. д. Из искусств. радионуклидов наиб. применение имеет β-радиоактивный ^{182}Ta ($T_{1/2}=115$ сут).

С. С. Бердоносов.

ТА́У-ЛЕПТО́Н (τ-лептон) — заряж. нестабильная частица с единичным зарядом, спином $^1/_2$ и массой (1777 ± 3) МэВ; самая тяжёлая частица из известных в семействе *лептонов*. Время жизни τ-лептона $(0{,}303\pm0{,}008)\cdot10^{-12}$ с.

Т.-л. обнаружен в 1975 М. Перлом (M. Perl) и др. в Стэнфорде (США) в экспериментах на встречных электрон-позитронных пучках в реакции $e^++e^-\to\tau^++\tau^-$. Последующие распады $\tau^+\to e^+(\mu^+)+\nu+\nu$ и $\tau^-\to\mu^-(e^-)+\nu+\nu$ приводили к регистрации в установке частиц e^+ и μ^- (или μ^+ и e^-) с кажущимся нарушением лептонного числа, энергии и импульса. Отмеченные «странности» регистрируемых событий, связанные с вылетом нейтрино, помогли вскрыть в конечном счёте их истинную природу. Наиб. вероятные каналы распада τ-лептона приведены в табл. 1.

Табл. 1.

Мода распада	Относительная вероятность распада, %
$\tau^-\to\mu^-\bar{\nu}_\mu\nu_\tau$	$17{,}8\pm0{,}4$
$\tau^-\to e^-\bar{\nu}_e\nu_\tau$	$17{,}7\pm0{,}4$
$\tau^-\to\rho^-\nu_\tau$	$22{,}7\pm0{,}8$
$\tau^-\to\pi^-\nu_\tau$	$11\pm0{,}5$
$\tau^-\to\pi^-\pi^-\pi^+\nu_\tau$	$7{,}1\pm0{,}6$
$\tau^-\to\pi^-2\pi^0\nu_\tau$	$7{,}5\pm0{,}9$
$\tau^-\to\pi^-\rho^0\nu_\tau$	$5{,}4\pm1{,}7$
$\tau^-\to\pi^-\pi^-\pi^+\pi^0\nu_\tau$	$4{,}4\pm1{,}6$

Отметим, что характеристики трёхлептонных распадов (первые две строки таблицы) хорошо соответствуют модели т. н. $V-A$-взаимодействия или стандартной теории *слабого взаимодействия* Вайнберга — Салама.

Табл. 2.

Мода распада	Относительная вероятность распада
$\tau^-\to\mu^-\gamma$	$5{,}5\cdot10^{-4}$
$\tau^-\to e^-\gamma$	$2\cdot10^{-4}$
$\tau^-\to\mu^-\mu^+\mu^-$	$2{,}9\cdot10^{-5}$
$\tau^-\to e^-\mu^+\mu^-$	$3{,}3\cdot10^{-5}$
$\tau^-\to\mu^-e^+e^-$	$3{,}3\cdot10^{-5}$
$\tau^-\to e^-e^+e^-$	$3{,}8\cdot10^{-5}$

Изучение распадов τ-лептона показало, что ему следует приписать своё особое лептонное число L_τ ($L_{\tau^-}=1$), отличное от электронного и мюонного лептонных чисел, к-рое с высокой степенью точности сохраняется в распадах. Соответственно следует предположить существование особого тау-нейтрино (ν_τ). Степень сохранения лептонного числа L_τ демонстрируется в табл. 2.

А. А. Комар.

ТА́УНСЕНДА РАЗРЯ́Д — несамостоятельный и самостоятельный квазистационарный *электрический разряд в газе* при низких давлениях (~неск. тор) и очень малых токах ($\leqslant10^{-5}$ А). Электрич. поле в разрядном промежутке однородно или слабо неоднородно и не искажается *пространственным зарядом*, имеющим маленькую плотность. Назван по имени Дж. Таунсенда (J. Townsend), создавшего в 1900 его теорию. Согласно этой теории, электроны производят в газе ударную ионизацию, характеризуемую коэф. α — числом ионизаций, к-рые создаёт один электрон на единице пути своего движения от катода к аноду. Образованные при этом ионы могут либо также ударной ионизацией создавать на единице пути своего движения к катоду β ионизаций, либо при ударе о катод вырывать γ электронов на каждый ион. Коэф. α, β и γ наз. коэф. Таунсенда. Этими коэф. можно описывать разрядный ток. В случае плоских электродов, находящихся на расстоянии d друг от друга, и первичного тока i_0, создаваемого внеш. ионизатором, разрядный ток, определяемый указанными процессами, описывается след. ф-лами:

$$i=i_0\,\frac{(\alpha-\beta)\exp\left[(\alpha-\beta)d\right]}{\alpha-\beta\exp\left[(\alpha-\beta)d\right]}, \qquad (1)$$

при наличии объёмной ионизации положит. ионами;

$$i=i_0\frac{\exp(\alpha d)}{1-\gamma[\exp(\alpha d)-1]} \quad (2)$$

при вырывании положит. ионами электронов из катода;

$$i=i_0\frac{(\alpha-\beta)\exp[(\alpha-\beta)d]}{\alpha(1+\gamma)-(\beta+\alpha\gamma)\exp[(\alpha-\beta)d]} \quad (3)$$

при наличии обоих действий положит. ионов.

Исследование элементарных процессов в разряде показало, что объёмной ионизацией положит. ионами можно пренебречь, поэтому реальной является только ф-ла (2). Л. Лёб (L. Loeb) предположил, что осн. процессом вырывания электронов из катода является *фотоэффект*, вызванный фотонами, возникающими в разрядном промежутке. Ф-ла Лёба имеет вид

$$i=i_0\exp(\alpha d)\left[1-\frac{\eta g\theta}{\alpha-\mu}(\exp[(\alpha-\mu)d]-1)\right]^{-1}, \quad (4)$$

где θ — число фотонов, возникающих при прохождении электроном единицы пути; μ — коэф. поглощения фотонов в газе; g — *геометрический фактор*, определяющий число фотонов, идущих к катоду; η — число фотоэлектронов, приходящихся на один фотон, достигающий катода. Обозначая $\eta g\theta/(\alpha-\mu)=\gamma$, можно получить ф-лу, практически не отличающуюся от (2). Эта ф-ла обычно принимается для несамостоятельного Т. р. при его описании и анализе, включая при этом в коэф. γ все процессы, приводящие к вырыванию электронов из катода.

Теория Т. р. позволяет объяснить переход несамостоятельного разряда в самостоятельный. Условием для этого перехода является равенство нулю знаменателя в любой из приведённых ф-л. Математически это означает, что ток в разряде стремится к бесконечности. Такой вывод получается потому, что исключено из рассмотрения время развития разряда. Реально переход несамостоятельного разряда в самостоятельный означает пробой, при к-ром ток разряда неограниченно возрастает, будучи ограничен лишь параметрами цепи. Физически равенство нулю знаменателя, или

$$\gamma\{\exp[(\alpha-\mu)d]-1\}=1, \quad (5)$$

означает, что взамен одного электрона, покидающего катод, в результате всех процессов в объёме и на поверхности катода появляется новый электрон. Условие (5) выполняется при определ. значениях коэф. Таунсенда, к-рые зависят от напряжённости поля и давления газа; согласно Таунсенду, коэф. α описывается ф-лой

$$\alpha=pc_1\exp(-c_2p/E). \quad (6)$$

Хотя анализ реальных элементарных процессов взаимодействия электронов с молекулами газа приводит к более строгому выражению для α, теория Т. р., включая ф-лу (6), позволила обосновать *Пашена закон*, в частности, объяснить наличие минимума на кривой зависимости напряжения зажигания разряда от *pd*. Самостоятельный Т. р. наз. также тёмным разрядом.

Дальнейшее развитие теория Т. р. получила в работах В. Роговского (W. Rogowski), учитывающих образование объёмного заряда между электродами и временной ход развития разряда. При повышении тока Т. р. переходит в *тлеющий разряд*.

Лит.: Капцов Н. А., Электрические явления в газах и вакууме, 2 изд., М.—Л., 1950, гл. 13; Лёб Л., Основные процессы электрических разрядов в газах, пер. с англ., М.—Л., 1950, гл. 13; Мик Дж., Крэгс Дж., Электрический пробой в газах, пер. с англ., М., 1960, гл. 1—2; Грановский В. Л., Электрический ток в газе. Установившийся ток, М., 1971, гл. 2; Ховатсон А. М., Введение в теорию газового разряда, пер. с англ., М., 1980, гл. 3. *Л. А. Сена.*

ТАХИО́НЫ — гипотетич. частицы, скорость к-рых превышает скорость света в вакууме c. Т. как объекты, описывающиеся одним из неприводимых представлений *Пуанкаре группы*, впервые введены Ю. Вигнером [1]. Задача о нахождении эл.-магн. поля, создаваемого электрич. зарядом, движущимся со сверхсветовой скоростью, рассматривалась гораздо раньше О. Хевисайдом (O. Heaviside, 1888) и А. Зоммерфельдом (A. Sommerfeld, 1904). Экспериментально Т. не обнаружены, однако неизвестны и логически неуязвимые теоретич. опровержения их существования.

Из релятивистского соотношения между энергией $\mathscr{E}$ и импульсом частицы $p=\mathscr{E}u/c^2$ (u — скорость частицы) вытекает выражение для квадрата собственной массы M Т.:

$$M^2=\mathscr{E}^2c^{-4}-p^2c^{-2}=(1-u^2c^{-2})\mathscr{E}^2c^{-4},$$

т. е. при $u>c$ $M^2<0$. Т. о., собственная масса Т. оказывается мнимой: $M=i\mu$, а его энергия с увеличением скорости убывает:

$$\mathscr{E}=\mu c^2(u^2c^{-2}-1)^{-1/2}.$$

Существованию свободных Т. противоречит принцип причинности, согласно к-рому временна́я последовательность событий, связанных физ. сигналом, не может быть обращена никаким выбором системы отсчёта (причина всегда предшествует во времени следствию). Для пояснения рассмотрим пространственно-временны́е события (x_1, t_1) и (x_2, t_2), связанные тахионным сигналом, т. е.

$$\frac{x_2-x_1}{t_2-t_1}=u>c, \quad t_2>t_1.$$

Тогда в системе отсчёта, к-рая движется со скоростью v, удовлетворяющей условию $c/u<v/c<1$, имеем, согласно преобразованию Лоренца,

$$t_2'-t_1'=(t_2-t_1)(1-uvc^{-2})(1-v^2c^{-2})^{-1/2}<0,$$

т. е. причина и следствие меняются местами в противоречии с принципом причинности.

Однако принцип причинности, возможно, нарушается на микроскопич. масштабах (см. *Причинности принцип*, *Нелокальная квантовая теория поля*), и, следовательно, на таких масштабах существование Т. не исключается.

Идея о возможности существования Т. на макроскопич. масштабах впервые опубликована Я. П. Терлецким в 1960 [2, 3]. Он предположил, что в основе физ. принципа причинности должно лежать *второе начало термодинамики* — закон возрастания энтропии. Поскольку второе начало может нарушаться во флуктуациях, то сверхсветовые процессы вполне допустимы как явления флуктуац. характера (в частности, и на макроуровне).

Т. должны обладать необычными свойствами. Хотя они не могут переносить информацию (негэнтропию; см. *Теория информации*), но вполне могут связывать события, если эту связь понимать не как следование во времени (причинность), а как взаимную обусловленность (обобщённую причинность), выражающуюся в равноправии связываемых событий. Т. о., нельзя говорить раздельно о поглощении или испускании Т. в к.-л. точках, а следует рассматривать это как единый процесс испускания-поглощения, связывающий две точки. Необходимо подчеркнуть принципиальное отличие Т. от обычных частиц, состоящее в том, что Т. не только никогда не может находиться в покое, но в нек-рой системе отсчёта его скорость оказывается бесконечной. Действительно, скорость v такой системы находится из условия $t_2'=t_1'$, откуда $v=c^2/u$. В указанной системе отсчёта Т. выглядит как на мгновение возникающий объект, вытянутый вдоль прямой линии, соединяющей точки испускания-поглощения.

К процессам, в к-рых могли бы участвовать Т., можно отнести, напр., обмен *виртуальными частицами* или перенос возбуждений внутри частиц как протяжённых объектов (нелокальная теория поля, теория солитонов). Т. как переносчики подобных взаимодействий и как реальные частицы рассматривались многими авторами. Одними из первых это сделали С. Танака [4], О. Биланюк, В. Дешпанд и Е. Сударшан [5], Г. Фейнберг [6], Э. Реками [7, 8] и др. В частности, Танака впервые построил непротиворечивую квантовую теорию Т. В его теории Т. появляются только во взаимодействиях с др. частицами (в промежуточных состояниях), но не в свободном состоянии, что приводит теорию в соответствие с принципом причинности.

Лит.: 1) Wigner E., Unitary representations of the inhomogeneous Lorentz group, «Ann. of Math.», 1939, v. 40, p. 149; 2) Терлецкий Я. П., Принцип причинности и второе начало термодинамики, «ДАН СССР», 1960, т. 133, № 2, с. 329; 3) Терлецкий Я. П., Парадоксы теории относительности, М., 1966; 4) Tanaka S., Theory of matter with superlight velocity, «Progr. Theor. Phys.», 1960, v. 24, p. 171; 5) Bilaniuk O. M. P., Deshpande V. K., Sudarshan E. C., Metarelativity, «Amer. J. Phys.», 1962, v. 30, p. 718; 6) Feinberg G., Possibility of faster-than-light particles, «Phys. Rev.», 1967, v. 159, p. 1089; 7) Recami E., Esistono i tachioni?, «Giornale di Fisica», 1969, v. 10, p. 195; 8) Recami E., Mignani R., Classical theory of tachyons, «Riv. del Nuovo Cim.», 1974, v. 4, ser. 2, p. 209; Фрёман П. О., Исторические основания тахионной концепции, «Вестник Росс. ун-та дружбы народов. Сер. физич.», 1993, № 1, с. 160. *Ю. П. Рыбаков.*

ТВЁРДОЕ ТЕ́ЛО — агрегатное состояние вещества, характеризующееся стабильностью формы и характером теплового движения атомов, к-рые совершают малые колебания около положений равновесия. Различают кристаллич. и аморфные Т. т. Кристаллы характеризуются пространств. периодичностью в расположении равновесных положений атомов (см. *Дальний и ближний порядок*). В аморфных телах атомы колеблются вокруг хаотически расположенных точек. Согласно классич. представлениям, устойчивым состоянием (с мин. внутр. энергией) Т. т. является кристаллическое. Аморфное тело находится в метастабильном состоянии и с течением времени должно перейти в кристаллич. состояние, однако время кристаллизации часто столь велико, что метастабильность вовсе не проявляется (см. *Аморфное состояние*, *Стеклообразное состояние*).

Все вещества в природе затвердевают при атм. давлении и темп-ре $T > 0$ К. Исключение составляет He, к-рый остаётся жидким при атм. давлении вплоть до $T = 0$ К. Для кристаллизации He необходимо давление 24 атм при $T = 1{,}5$ К; это уникальное свойство He находит объяснение в квантовой теории Т. т. и жидкостей (см. *Гелий твёрдый*).

При исследовании *твёрдых растворов* изотопов He (под давлением) обнаружено особое состояние вещества, занимающее промежуточное положение между кристаллом и *квантовой жидкостью*. Оно получило назв. *квантового кристалла*. У обычных кристаллов волновые свойства атомов приводят к существованию колебаний кристаллич. решётки при $T = 0$ К (*нулевые колебания*), у квантовых жидкостей эти свойства полностью разрушают кристаллич. структуру, а у квантовых кристаллов волновые свойства атомов, сохраняя выделенность узлов кристаллич. решётки, допускают перемещение атомов с узла на узел (см. ниже).

Понятие «Т. т.», как и понятие «жидкость», имеет характер идеализации (модели), точнее было бы говорить о твердотельных и жидкостных свойствах конденсиров. среды. Напр., с точки зрения упругих свойств, твёрдым следует считать тело с отличным от 0 статич. модулем сдвига ϑ (у жидкости $\vartheta = 0$). При рассмотрении пластич. свойств твёрдым следует считать тело, необратимо деформируемое лишь при конечном надпороговом напряжении (у жидкостей, даже очень вязких, типа смол, пороговое напряжение необратимой деформации равно 0).

Исследования свойств Т. т. объединились в большую область — физику Т. т., развитие к-рой стимулируется как фундам. наукой, так и потребностями техники. Около половины физиков мира работают в области физики Т. т., почти половина всех науч. физ. публикаций относится к исследованию Т. т. Физика Т. т. — источник новых материалов; новые физ. идеи, рождающиеся в физике Т. т., проникают в ядерную физику, астрофизику, биофизику и др.

Историческая справка. Накопление и систематизация данных о свойствах Т. т. (металлов, минералов и др.) начались с 17 в. Был установлен ряд эмпирич. законов, описывающих воздействие на Т. т. механич. сил, света, электрич. и магн. полей и т. д. Были открыты *Гука закон* (1678), *Дюлонга и Пти закон* (1819), *Ома закон* (1826), *Видемана — Франца закон* (1853) и др. В 1-й пол. 19 в. созданы осн. концепции *упругости теории*, для к-рой характерно представление о Т. т. как о сплошной (континуальной) среде.

Представление о кристалле как совокупности атомов, упорядоченно расположенных в пространстве и удерживаемых около положения равновесия силами взаимодействия, было в окончательном виде сформулировано О. Браве (A. Bravais) в 1848. Однако эта идея восходит ещё к трактатам Н. Стено (N. Steno, 1669) и Р. Ж. Аюи (1784), к работе И. Ньютона (I. Newton, 1686), в к-рой рассчитана скорость звука в цепочке упруго связанных частиц, Д. Бернулли (D. Bernoulli, 1727), О. Л. Коши (A. L. Cauchy, 1830) и др. В 1890 Е. С. Фёдоров и независимо А. Шёнфлис (A. Shoenflies) доказали возможность существования 230 вариантов упорядоченного расположения частиц в Т. т. (см. *Симметрия кристаллов*).

В 1912 М. Лауэ (M. Laue), П. Книппинг (P. Knipping) и В. Фридрих (W. Friedrich) открыли *дифракцию рентгеновских лучей* на кристаллах, окончательно утвердив представление о кристаллич. Т. т. как упорядоченной дискретной структуре. В 1913 У. Л. Брэгг (W. L. Bragg) и Г. В. Вульф установили соотношение, связывающее период кристаллич. решётки, длину волны рентг. излучения с направлениями дифракц. максимумов (см. *Брэгга — Вульфа условие*). На основе этого были разработаны методы эксперим. определения расположения атомов в кристаллах и измерения межатомных расстояний, что положило начало рентг. структурному анализу и др. дифракц. методам исследования структуры Т. т. В 1927 К. Дж. Дэвиссон (C. J. Davisson) и Л. Х. Джермер (L. H. Germer) наблюдали *дифракцию электронов* на кристалле. Впоследствии была обнаружена дифракция на кристалле нейтронов (см. *Нейтронография структурная*) и др. частиц.

В дальнейшем физика Т. т. разделилась на ряд областей, обособление к-рых происходит путём выделения либо объектов исследования (физика *металлов*, физика *полупроводников*, физика магнетиков и др.), либо методов исследования свойств Т. т. (механических, тепловых и т. д.).

Квантовые представления в физике Т. т. Физика Т. т. в совр. её понимании как квантовой физики конденсиров. систем, состоящих из огромного числа частиц ($\sim 10^{22}$ в 1 см^3), начала формироваться в нач. 20 в. Одним из осн. результатов квантового подхода к исследованию свойств кристаллич. Т. т. явилась концепция *квазичастиц*. Энергию возбуждённого состояния кристалла вблизи осн. состояния можно представить в виде суммы энергий отд. квазичастиц. Это позволяет ввести понятие «газа» квазичастиц для исследования тепловых, магн. и др. свойств Т. т. и использовать представления кинетич. теории газов. Макроскопич. характеристики Т. т. при этом выражаются через характеристики квазичастиц (длину пробега, скорость и др.). Квазичастицы существуют не в свободном пространстве (как частицы в реальных газах), а в кристаллич. решётке, структура к-рой отражается в их свойствах (см. ниже).

Знание структуры Т. т. и характера движения частиц позволяет установить, какие квазичастицы ответственны за то или другое явление или свойство. Напр., высокая электропроводность металлов обусловлена *электронами проводимости*, а теплопроводность — электронами проводимости и *фононами*, нек-рые особенности поглощения света в Т. т. — *экситонами*, ферромагн. резонанс — *магнонами* и т. д. (см. ниже).

Отличие количественных характеристик разл. движений частиц в Т. т. позволяет отделить одно движение от другого. Независимость разл. типов движения Т. т. обусловлена малой энергией взаимодействия между квазичастицами.

Атомы и молекулы в Т. т. Структурными единицами Т. т. являются атомы, молекулы и ионы. Атомно-кристаллич. структура Т. т. зависит от сил, действующих между частицами Т. т. Одни и те же частицы могут образовывать разл. структуры (напр., серое и белое олово, графит и *алмаз*; см. *Полиморфизм*).

При достаточном повышении темп-ры все Т. т. плавятся (или возгоняются). Подводимая к телу в процессе плавления теплота тратится на разрыв межатомных связей. Темп-

ра плавления $T_{пл}$, характеризующая силу связи атомных частиц в Т. т., различна: у молекулярного водорода $T_{пл} = -259{,}1$ С, у вольфрама 3410 ± 20 С, а у графита более 4000 С (см. *Межатомное взаимодействие*, *Межмолекулярное взаимодействие*). Твёрдый ^{3}He составляет исключение: он плавится под давлением при понижении темп-ры (см. *Померанчука эффект*).

Изменяя ср. расстояние между атомами с помощью внеш. давления, можно существенно изменить величину межатомных сил и благодаря этому — кристаллич. структуру Т. т. При больших давлениях обнаружено большое число разл. кристаллич. модификаций. Мн. полупроводники под давлением переходят в металлич. состояние (Ge при давлении 120 000 атм становится металлом), а Y под давлением превращается в полупроводник. Есть основания считать, что молекулярный водород под давлением в $2—3 \cdot 10^6$ атм превращается в металл (см. *Металлический водород*). При чрезвычайно большом давлении (или плотности), когда объём, приходящийся на один атом, меньше обычного атомного размера, атомы теряют свою индивидуальность и вещество превращается в сильно сжатую электронно-ядерную плазму. Исследование такого состояния вещества важно, в частности, для понимания структуры *звёзд*.

Изменения структуры и свойств Т. т. (*фазовые переходы*) происходят также при изменении темп-ры, под действием магн. полей и др. внеш. воздействий (см. также *Структурные фазовые переходы*).

По типам связи между частицами и энергией связи между ними Т. т. делятся на 5 типов, каждый из к-рых характеризуется определ. пространственным распределением электронов. 1) В *ионных кристаллах* (NaCl, KCl и др.) осн. силы притяжения, действующие между ионами, — электростатические. 2) В кристаллах с ковалентной связью (алмаз, Ge, Si) валентные электроны соседних атомов обобществлены, кристалл представляет собой как бы огромную молекулу. 3) У большинства металлов энергию связи обусловливает коллективное взаимодействие подвижных электронов с ионным остовом (*металлическая связь*). У некрых металлов (напр., у переходных) важна также ковалентная связь, осуществляемая электронами незаполненных внутр. оболочек. 4) В молекулярных кристаллах молекулы связаны слабыми силами Ван-дер-Ваальса (см. *Межмолекулярное взаимодействие*), обусловленными динамич. поляризацией молекул. 5) В кристаллах с водородными связями каждый атом водорода связан силами притяжения одновременно с двумя др. атомами. Водородная связь вместе с электростатич. притяжением дипольных моментов молекул воды определяет свойства воды и льда. Классификация по типам связи условна, во мн. случаях наблюдается сочетание разл. типов связи (см. *Кристаллохимия*, *Химическая связь*).

Хотя силы, действующие между атомными частицами в Т. т., весьма разнообразны, их источником служат электростатич. притяжение и отталкивание. Образование из атомов и молекул устойчивых Т. т. показывает, что силы притяжения на расстояниях $\sim 10^{-8}$ см уравновешиваются силами отталкивания (они имеют квантовомеханич. природу и быстро спадают с расстоянием, т. к. определяются перекрытием волновых ф-ций электронов, принадлежащих отд. атомам). В ряде случаев можно рассматривать атомные частицы как твёрдые шары и характеризовать их кристаллохимическими радиусами (см. *Атомный радиус*).

Знание сил взаимодействия даёт возможность вывести ур-ние состояния Т. т. — зависимость уд. объёма от давления, позволяющую связать экспериментально измеряемые величины (напр., сжимаемость) с величинами, определяющими силы, действующие между частицами.

Механические свойства Т. т. (реакции на внеш. механич. воздействия — сжатие, растяжение, изгиб, удар и т. д.) определяются силами связи между его структурными частицами. Многообразие этих сил приводит к разнообразию механич. свойств: одни Т. т. пластичны, другие хрупки. Обычно металлы более пластичны, чем диэлектрики. Напр., деформация Cu при комнатной темп-ре в момент разрыва достигает неск. десятков %, а NaCl разрушается почти без деформации (см. *Пластичность*).

Механич. характеристики изменяются с темп-рой T: с повышением T пластичность обычно увеличивается. Реакция большинства Т. т. зависит от темпа внеш. механич. воздействия: напр., Т. т., хрупкое при ударе, может выдержать значит. статич. нагрузку (см. *Механические свойства материалов*).

При небольших статич. нагрузках у всех Т. т. наблюдается линейное соотношение между напряжением и деформацией (закон Гука). Упругая деформация обратима — при снятии напряжения она исчезает. Для идеального монокристалла (без дефектов) область обратимой деформации должна была бы наблюдаться вплоть до разрушения, причём предел прочности должен был бы соответствовать силам связи между атомами. Прочность реального кристалла не соответствует силам связи между атомами. В 1922 А. Ф. Иоффе объяснил низкую прочность реальных кристаллов влиянием макроскопич. дефектов (трещин, надрезов) на их поверхности. В дальнейшем оказалось, что при больших механич. нагрузках реакция кристалла зависит от наличия и кол-ва в кристалле дефектов, в частности *дислокаций*. В большинстве случаев именно дислокации определяют пластичность Т. т.

Механич. свойства Т. т. могут быть изменены его обработкой, вносящей или устраняющей дефекты (отжиг, закалка, легирование, гидроэкструзия и т. п.). Напр., предел прочности при растяжении специально обработанной стали 300—500 кгс/мм^2, а обычной стали того же хим. состава не более 40—50 кгс/мм^2.

Упругие свойства изотропных Т. т. (в частности, *поликристаллов*) описываются модулем Юнга E (отношение напряжения к относит. удлинению) и коэф. Пуассона σ (отношение изменений поперечного и продольного размеров), характеризующими реакцию на растяжение (сжатие) образца в виде однородного стержня (см. *Упругость*). Для стали и ковкого железа $E = 2{,}1 \cdot 10^6$ кгс/см^2. Из условия устойчивости недеформиров. состояния следует, что $E > 0$, а $-1 < \sigma < 1/2$. Однако в природе тела с отрицат. коэф. Пуассона не обнаружены. Модуль Юнга и коэф. Пуассона определяют скорости распространения поперечных и продольных упругих волн в изотропном Т. т.

Движения атомных частиц в Т. т. разнообразны, и это проявляется в разнообразии его свойств. Важную роль играет различие масс атомных частиц. Т. к. ионы в тысячи раз тяжелее электронов, скорость движения ионов в Т. т. мала по сравнению со скоростью электронов. В *адиабатическом приближении*, исследуя движение электронов, ионы можно считать неподвижными, а движение ионов определять усреднёнными (по быстрому движению) характеристиками электронов.

Колебат. характер движения атомов, молекул и ионов Т. т. сохраняется вплоть до темп-ры плавления $T_{пл}$. Даже при $T = T_{пл}$ ср. амплитуда колебаний атомов значительно меньше межатомных расстояний, а плавление обусловлено тем, что термодинамич. потенциал жидкости при $T > T_{пл}$ меньше термодинамич. потенциала Т. т.

Динамич. теория кристаллич. решёток разработана в нач. 20 в. В 1907 А. Эйнштейн (A. Einstein) с помощью модели кристалла как совокупности квантовых гармонич. осцилляторов одинаковой частоты объяснил наблюдаемое падение теплоёмкости Т. т. при понижении темп-ры. Этот факт находился в противоречии с *Дюлонга и Пти законом*. Более совершенная динамич. теория кристаллич. решётки как совокупности квантовых осцилляторов разл. частот была построена П. Дебаем (P. Debye, 1912; см. *Дебая теория*), затем М. Борном (M. Born) и Т. Карманом (T. Karman) (1913), а также Э. Шрёдингером (E. Schrödinger, 1914).

Квантование колебат. движения атомов, составляющих кристаллич. решётку, позволило ввести квазичастицы — фононы (см. также *Колебания кристаллической решётки*). В аморфных телах тепловое движение частиц также носит колебат. характер. Однако фононы удаётся ввести только для низкочастотных акустич. колебаний, когда на длине

волны расположено много атомов, колеблющихся почти синфазно, и их взаимное расположение не слишком существенно. Макс. частоты колебаний в аморфных телах мало отличаются от макс. частот в кристаллах, т. к. определяются силами взаимодействия между ближайшими атомами. В результате этого, а также наличия ближнего порядка в аморфных телах плотность колебат. состояний в них близка к плотности колебат. состояний кристаллов.

Динамич. теория кристаллич. решётки позволила объяснить упругие свойства Т. т., связав значения статич. модулей упругости с силовыми константами. Тепловые свойства — температурный ход теплоёмкости (см. *Дебая закон теплоёмкости, Дебая температура*), коэф. теплового расширения и теплопроводность — как свойства газа фононов (в частности, температурный ход теплоёмкости) объясняются как результат изменения с темп-рой числа фононов и длины их свободного пробега. Оптич. свойства, напр. поглощение фотонов ИК-излучения, объясняются резонансным возбуждением оптич. ветви колебаний кристаллич. решётки — рождением оптич. фононов (см. также *Динамика кристаллической решётки*).

Т. т. различаются темп-рами Дебая $\vartheta_Д$, отделяющими область высоких темп-р ($T > \vartheta_Д$), где колебат. движение атомов (фононы) можно описывать, не выходя за пределы классич. физики, от квантовой области. При $T > \vartheta_Д$ число фононов линейно растёт с темп-рой, а при $T < \vartheta_Д$ (в квантовой области) — стремится к 0 как T^3 при $T \to 0$ К. При $T = 0$ К в Т. т. вовсе нет фононов. При $T > \vartheta_Д$ большая часть тепловой энергии Т. т. есть энергия газа фононов. Как правило, $\vartheta_Д < T_{пл}$ (исключение составляют твёрдый He и др. затвердевшие инертные газы).

В процессе колебания кинетич. энергия частицы в результате флуктуаций может превысить глубину потенциальной ямы, в к-рой она движется. Это означает, что частица способна «оторваться» от своего положения равновесия. Обычно вероятность W такого процесса при комнатной темп-ре мала:

$$W = W_0 \exp(-\mathscr{E}/kT). \qquad (1)$$

Здесь $W_0 = 10^{12} - 10^{13}$ с$^{-1}$ — частота колебаний атома в потенциальной яме; $\mathscr{E}$ порядка энергии связи, рассчитанной на одну частицу ($\mathscr{E} \sim kT_{пл}$). Поэтому все процессы в Т. т., сопровождающиеся переносом вещества (диффузия собственных и чужеродных атомов), идут сравнительно медленно. Только вблизи $T_{пл}$ скорость этих процессов велика. Коэф. диффузии, пропорц. W, существенно зависит от состояния кристаллич. решётки. Пластич. деформация обычно «разрыхляет» кристалл, снижает энергию связи, потенц. барьеры, разделяющие равновесные положения, и поэтому увеличивает вероятность «перескоков» атомов, увеличивает коэф. диффузии D.

В твёрдом He возможно туннельное «просачивание» атомов из одного положения равновесия в другое. Эта *квантовая диффузия* приводит к тому, что коэф. диффузии $D \neq 0$ при $T = 0$ К. Делокализация атомов, связанная с туннельными переходами, превращает примесные атомы и вакансии в своеобразные квазичастицы (*примесоны, вакансионы*). Они определяют свойства квантовых кристаллов.

Электроны в Т. т. Сближение атомов в Т. т. на расстояния порядка размеров самих атомов приводит к тому, что валентные электроны теряют связь с определ. атомами и движутся по всему Т. т. Дискретные атомные уровни энергии расширяются в полосы (энергетич. зоны), причём зоны разрешённых энергий могут быть отделены друг от друга зонами запрещённых энергий, но могут и перекрываться. Индивидуальность зон сохраняется и при их перекрытии: состояния электронов с одной и той же энергией, но принадлежащие разным зонам, различны. Глубинные атомные уровни расширяются совершенно незначительно, и состояние глубинных электронов в атомах Т. т. такое же, как в свободном атоме.

В кристаллах состояние электрона в зоне благодаря периодичности действующих на него сил определяется квазиимпульсом $\boldsymbol{p}$, а энергия электрона в зоне ε_s — периодич. ф-ция квазиимпульса:

$$\varepsilon_s(\boldsymbol{p}) = \varepsilon_s(\boldsymbol{p} + 2\pi\boldsymbol{b}), \qquad (2)$$

где s — номер зоны (см. *Блоховские электроны, Зонная теория*). Соотношение (2) наз. законом дисперсии.

В аморфных телах квазиимпульс ввести нельзя. Строго запрещённых зон энергии в аморфных телах нет, однако есть квазизапрещённые области, где плотность состояний меньше, чем в разрешённых зонах. Движение электрона с энергией из квазизапрещённой области локализовано, из разрешённой зоны — делокализовано (см. *Неупорядоченные системы*).

В соответствии с *Паули принципом* в каждом энергетич. состоянии может находиться не более двух электронов (с разными проекциями спина). Поэтому в каждой энергетич. зоне кристалла может поместиться не более $2N$ электронов, где N — число уровней в зоне, равное числу элементарных ячеек кристалла. При $T = 0$ К все электроны занимают наиб. низкие энергетич. состояния. Существование Т. т. с разл. электрич. свойствами связано с характером заполнения электронами энергетич. зон при $T = 0$ К. Если все зоны либо полностью заполнены электронами, либо пусты, то такие Т. т. не проводят электрич. ток, т. е. являются *диэлектриками* (изоляторами). Т. т., имеющие зоны, частично заполненные электронами,— проводники электрич. тока — металлы (проводники). *Полупроводники* отличаются от диэлектриков малой шириной запрещённой зоны $\mathscr{E}_g$ между последней заполненной (валентной) зоной и первой свободной (зоной проводимости). Т. т. с аномально малым перекрытием валентной зоны и зоны проводимости наз. *полуметаллами*. Существуют *бесщелевые полупроводники*, зона проводимости к-рых примыкает к валентной зоне.

Наличие дефектов и примесей в кристалле приводит к возникновению дополнит. примесных энергетич. уровней, располагающихся в запрещённой зоне. У полупроводников эти уровни часто расположены очень близко либо от валентной зоны, либо от зоны проводимости.

Энергия, отделяющая занятые состояния от свободных (т. н. *ферми-энергия*), у металлов расположена в разрешённой зоне; ей соответствует изоэнергетич. поверхность, называемая *ферми-поверхностью*. Она выделяет область занятых электронных состояний в пространстве квазиимпульсов. У полупроводников ферми-энергия $\mathscr{E}_F$ (значение хим. потенциала электронов при $T = 0$ К) расположена в запрещённой зоне и носит несколько формальный характер (см. *Химический потенциал*). У бесщелевых полупроводников она совпадает с границей, отделяющей валентную зону от зоны проводимости.

Энергетич. зона, в к-рой не заняты состояния с энергиями, близкими к максимальной, проявляет себя как зона, содержащая положительно заряж. частицы — *дырки*. Возбуждение электрона в зону проводимости сопровождается образованием свободного места — дырки в валентной зоне. Электроны частично заполненных зон (электроны проводимости) и дырки являются носителями заряда в Т. т.

Электронная система Т. т. порождает и более сложные образования: в полупроводниках — *экситоны* Ваньe — Мотта и Френкеля и поляроны; в сверхпроводящих металлах — куперовские пары (см. *Купера эффект*). Кроме того, по электронной системе Т. т. могут распространяться волны плазменных колебаний; им соответствуют квазичастицы — *плазмоны* (см. *Плазма твёрдых тел*).

Электронные свойства Т. т. Кристаллы, имеющие только заполненные и пустые электронные энергетич. зоны, ведут себя в электрич. поле как диэлектрики (изоляторы). Первый возбуждённый уровень находится на конечном расстоянии от основного, причём ширина запрещённой зоны $\mathscr{E}_g$ велика. Делокализация электронов в таких Т. т. не играет роли, диэлектрики можно считать состоящими из разделённых в пространстве атомов, молекул или ионов. Влияние электрич. поля сводится к сдвигу зарядов и приводит к поляризации диэлектриков (подробно см. в ст. *Диэлектрики, Диэлектрическая проницаемость*).

В металлах при низких темп-рах электроны проводимости не только проводят ток, но и играют важную роль в тепловых свойствах. Линейная зависимость теплоёмкости и коэф. теплового расширения металла от темп-ры при $T \to 0$ К объясняется тем, что электроны, подчиняющиеся *Ферми — Дирака статистике*, сильно вырождены. Вырождение сохраняется практически при всех темп-рах, т. к. темп-ра вырождения $T_F = \delta_F/k$ для хороших металлов $\sim 10^4$ К. Поэтому при высоких темп-рах теплоёмкость металлов неотличима от теплоёмкости диэлектриков.

Благодаря вырождению электронов в металлах в процессах переноса (электропроводность, теплопроводность) участвуют только электроны, энергия к-рых $\delta \approx \delta_F$, т. е. электроны, расположенные вблизи поверхности Ферми.

Так, уд. электропроводность металла можно записать в виде

$$\sigma = \frac{e^2}{12\pi^3\hbar^3} Sl,$$

где S — площадь поверхности Ферми, l — ср. длина свободного пробега электронов. Температурные зависимости σ и уд. сопротивления $\rho = 1/\sigma$ определяются температурной зависимостью длины свободного пробега l. При $T \gg \vartheta_Д$ гл. механизм рассеяния — рассеяние электронов на фононах, при $T \ll \vartheta_Д$ важную роль играет рассеяние на дефектах кристалла, в частности на поверхности образца.

Большая часть теплоты в металлах переносится электронами проводимости. В широком диапазоне темп-р существует соотношение между электропроводностью и электронной теплопроводностью (*Видемана — Франца закон*).

Термоэлектрич. явления (*термоэдс, Пельтье эффект* и др.) также являются следствием участия электронов в переносе тепла. Магн. поле изменяет электропроводность и теплопроводность и служит причиной *гальваномагнитных явлений* и *термогальваномагнитных явлений* (см. *Холла эффект, Нернста — Эттингсхаузена эффект* и др.).

Коэф. отражения эл.-магн. волн металлом близок к 1, т. к. эл.-магн. волны благодаря *скин-эффекту* практически не проникают в металл; глубина δ проникновения при низких частотах равна $c/\sqrt{2\pi\sigma\omega}$ (ω — частота волны). В оптич. диапазоне $\delta = c/\omega_0 \sim 10^{-5}$ см (ω_0 — плазменная частота электронов; см. *Металлооптика*).

Поверхности Ферми, как правило, имеют сложную форму. Разнообразие формы поверхностей Ферми у разл. металлов обычно выявляется в их поведении в достаточно сильном магн. поле.

В полупроводниках при $T > 0$ К часть электронов из валентной зоны и примесных уровней переходит в возбуждённое состояние — появляются электроны в зоне проводимости и дырки в валентной зоне. Благодаря этому при комнатной темп-ре полупроводник обладает заметной электропроводностью. Осн. параметром, определяющим число электронов и дырок в полупроводнике при тепловом возбуждении, служит ширина запрещённой зоны — мин. расстояние между валентной зоной и зоной проводимости.

Возбуждение полупроводника может быть вызвано освещением. Электроны, поглощая фотоны, переходят в зону проводимости и в валентной зоне образуются дырки. Особенность полупроводников в том, что их свойства легко изменяются при сравнительно слабых внешних воздействиях (*изменение* темп-ры, давления, освещение, введение примесей и т. п.). На этом основаны многочисл. применения (см. *Полупроводниковые приборы*).

Электропроводность полупроводников определяется числом носителей n и подвижностью μ электронов и дырок:

$$\sigma = \sum_s n e^2 \mu.$$

Экспоненциальная зависимость σ от темп-ры — следствие экспоненциальной зависимости от T числа носителей n. В нек-рых полупроводниках (напр., в Te), легированных большим числом примесей, при низких темп-рах наступает вырождение газа носителей, что сближает их с металлами (*сильнолегированные полупроводники*).

Электронные свойства аморфных тел зависят от того, в какой области (разрешённой или квазизапрещённой) расположен уровень Ферми. Существование в аморфных телах аналога зонной структуры объясняет их деление на *аморфные металлы* (см. также *Металлические стёкла*), диэлектрики и полупроводники. Наиб. детально изучены аморфные полупроводники (напр., халькогенидные стёкла). Существование квазизапрещённой зоны обнаруживается оптич. исследованиями, к-рые подтверждают «заполнение» запрещённой зоны квазилокальными уровнями (хвосты плотности состояний). Специфич. особенность аморфных полупроводников — *прыжковая проводимость* — объясняет характерную зависимость подвижности носителей от темп-ры: $\mu \propto \exp\left[-(T_0/T)^{1/4}\right]$ (закон Мотта, $T_0 \approx 10^6 - 10^8$ К) в условиях, когда вероятность теплового возбуждения мала (при низкой темп-ре). Электрон «выбирает» себе место для «прыжка», так чтобы достигался максимум вероятности перехода из одного состояния в другое.

У мн. металлов при охлаждении ниже нек-рой темп-ры T наблюдается полная потеря электросопротивления — металл переходит в сверхпроводящее состояние. Явление *сверхпроводимости* объясняется притяжением между электронами, обусловленным обменом фононами. При этом образуются электронные (куперовские) пары, возникает «конденсат», способный двигаться без сопротивления. Устойчивость сверхпроводящего состояния обеспечена наличием энергии связи электронов в паре, благодаря чему зона энергий элементарных возбуждений отделена энергетич. щелью от энергии осн. состояния (см. *Сверхпроводники*).

Магнитные свойства. При достаточно высоких темп-рах все Т. т. либо диамагнитны, либо парамагнитны. В первом случае вектор намагниченности $\boldsymbol{M} = \varkappa \boldsymbol{H}$, направленный против магн. поля $\boldsymbol{H}$, — результат общей прецессии всех электронов Т. т. в магн. поле (см. *Лармора прецессия, Диамагнетизм*). Электроны проводимости благодаря квантованию их движения в плоскости, перпендикулярной $\boldsymbol{H}$, также вносят вклад в $\boldsymbol{M}$, причём у металлов он того же порядка, что *магнитная восприимчивость* ионного остова (см. *Ландау диамагнетизм*). Парамагнетизм — следствие ориентации магн. моментов атомов и электронов проводимости в магн. поле. При высоких темп-рах парамагн. восприимчивость убывает обратно пропорц. темп-ре (*Кюри закон*). Непереходные металлы составляют исключение. Их парамагн. восприимчивость аномально мала и слабо зависит от темп-ры, что связано с вырождением электронного газа (см. *Паули парамагнетизм*). Наличие магн. моментов у атомов, ионов и электронов проводимости и связанное с этим расщепление электронных уровней энергии в магн. поле (*Зеемана эффект*) приводит к *электронному парамагнитному резонансу* (ЭПР). Структура магн. уровней очень чувствительна к тому, в каком окружении находится частица. Поэтому ЭПР — важнейший источник информации о расположении атомов в элементарной ячейке кристалла, *химической связи*, дефектах и т. п.

При понижении темп-ры многие парамагнетики при нек-рой критич. темп-ре T_c переходят либо в ферро- (точка Кюри), либо в антиферромагн. (точка Нееля) состояния, для к-рых характерна упорядоченная ориентация магн. моментов атомов в отсутствие внешнего поля. Характер упорядочения зависит от сил, действующих между магн. моментами атомов. Непереходные металлы, как правило, остаются парамагнитными вплоть до $T = 0$ К. Магнитоупорядоченные Т. т. при $T < T_c$ обладают специфич. квазичастицами — магнонами — элементарными носителями магн. беспорядка (см. *Спиновые волны*). Температурная зависимость числа магнонов объясняет температурную зависимость намагниченности ферромагнетика и др. свойства магнетиков.

Силы, упорядочивающие магн. моменты, имеют квантовое происхождение, хотя обусловлены электростатич. взаимодействием между электронами (см. *Магнетизм*,

Ферромагнетизм, Антиферромагнетизм, Обменное взаимодействие).

Роль атомных ядер в свойствах Т. т. не ограничивается тем, что в них сосредоточена осн. масса тела. Квантовое «замораживание» большинства движений в Т. т. при $T \to 0$ К даёт возможность выявить вклад ядерных магн. уровней, если ядра обладают магн. моментами. При достаточно низкой темп-ре их вклад в парамагн. восприимчивость становится ощутимым (см. *Ядерный парамагнетизм*). Ядерные магн. уровни проявляются в резонансном поглощении эл.-магн. энергии [см. *Ядерный магнитный резонанс* (ЯМР)]. ЯМР — один из распространённых методов изучения Т. т., так как структура ядерных магн. уровней существенно зависит от свойств ядерного окружения, в частности от электронной оболочки атома. Мн. ядерные процессы в Т. т. приобретают специфич. черты, позволяющие использовать их для изучения свойств Т. т., напр.: изучение электронно-позитронной аннигиляции позволяет исследовать свойства электронной системы Т. т.; резонансное поглощение γ-квантов ядрами Т. т.— локальные *внутрикристаллические поля* (см. *Мёссбауэра эффект, Мёссбауэровская спектроскопия*).

Взаимодействие быстрых заряженных частиц с Т. т. Упорядоченное расположение атомов накладывает существ. отпечаток на передачу энергии от быстрой частицы атомам Т. т. Напр., наблюдается резкая зависимость длины пробега быстрой частицы от направления относительно кристаллографич. осей (см. *Каналирование заряженных частиц, Теней эффект*). С другой стороны, облучение Т. т. быстрыми частицами и фотонами изменяет свойства Т. т. (см. *Радиационные дефекты*).

Роль поверхности. Каждое Т. т. обладает поверхностью, к-рой соприкасается с окружающей средой. Поверхность Т. т. играет определяющую роль в таких явлениях, как катализ, коррозия, рост кристаллов (см. *Кристаллизация*) и т. п. Обычно микроструктура поверхности крайне нерегулярна, и её исследование наталкивается на большие трудности.

Традиционно *поверхность* воспринималась только как граница Т. т., а экспериментаторы пытались с помощью обработки (травления, очисткой пучком ионов и др. методами) добиться того, чтобы свойства границы не мешали изучению объёмных свойств Т. т. В последнее время граница Т. т. превратилась в специфический объект исследования. Обнаружены и исследуются поверхностные возбуждения (квазичастицы, локализованные вблизи поверхности); изучаются поверхностные фазовые переходы, связанные с изменением огранки Т. т., а также с упорядочением атомов, адсорбированных на поверхности (см. *Адсорбция, Поверхностные состояния*).

Тенденции развития физики Т. т. Развитие физики Т. т. не прекращается, что не противоречит утверждению о своеобразной консервативности этой области. Представления, сформулированные до 60-х гг. 20 в., не отпали при последующем развитии физики Т. т. По-прежнему основой понимания динамич. свойств Т. т. служат квазичастицы, разделяющиеся на *фермионы* и *бозоны*; для понимания резких изменений свойств Т. т., вызванных внеш. воздействиями, необходимо привлекать теорию *фазовых переходов* и критич. явлений; осн. механизмом перемещения атомных частиц в Т. т. считается диффузия. Не изменилась и систематика Т. т., в то время как изменения систематики — один из наиб. объективных показателей смены фундам. представлений.

Однако заметны существ. изменения: 1) расширился инструментарий, используемый для исследования Т. т.; появились сверхчувствительные оптич. и радиофиз. приборы, в частности использующие когерентные источники эл.-магн. излучения (лазеры и мазеры); внедрён в эксперим. практику *сканирующий туннельный микроскоп*, разрешение к-рого позволяет фиксировать положение отдельных атомов и молекул; созданы искусств. кристаллы (см. *Сверхрешётка*) с заданными свойствами; обнаружены новые модификации углерода (см. *Фуллерены*); ЭВМ используются не только для расчётов характеристик Т. т. на основе адекватных моделей, но и для усовершенствования эксперим. методов.

2) Развитие теории и вычислит. возможностей привело к тому, что наши знания о Т. т. стали количественно определёнными. Различие в поведении разных Т. т. одной природы, как правило, может быть объяснено на основе знания их состава, геом. структуры, типа осн. состояния и законов дисперсии квазичастиц, осуществляющих динамику атомных частиц в Т. т. Теория фазовых переходов 2-го рода в конденсиров. средах позволяет вычислить критич. индексы, характеризующие аномалии физ. величин в *критической точке*.

3) Трудности, возникающие при попытках квантового описания системы неупорядоченных атомных частиц, привели к перенесению интересов от физики идеальных кристаллов к физике аморфных и стеклообразных веществ, к выяснению условий существования локализованных и делокализованных состояний (пределов проводимости, порога подвижности и т. п.). Их изучение открыло новые техн. применения Т. т.

4) Существ. роль в физике Т. т. получило исследование нелинейных процессов. Обнаружены возможности моделировать разнообразные нелинейные явления, воздействуя на Т. т. разной природы эл.-магн. полями разл. частоты. Такие понятия, как солитон, аттрактор, хаос, самоорганизация, пришедшие из физики нелинейных процессов, стали употребительными в физике Т. т.

5) Возрос интерес к Т. т., обладающим промежуточными свойствами между телами разной природы, и к др. экзотич. системам: квантовым кристаллам, занимающим промежуточное положение между квантовыми жидкостями и Т. т., к жидким кристаллам, к *квазикристаллам*, обладающим *несоразмерной структурой* и при наличии дальнего координационного порядка содержащим запрещённые для фёдоровских групп оси симметрии 5-го порядка, и др.

6) Миниатюризация электронных приборов привлекла внимание к электронным системам низкой размерности — двумерным и одномерным, свойства к-рых существенно отличаются от их трёхмерных аналогов (см. *Квазиодномерные соединения, Квазидвумерные соединения*). Это привело, в частности, к открытию *квантового Холла эффекта* в двумерных *инверсионных слоях* носителей заряда в полупроводниках. Теоретич. и эксперим. исследования кластеров (суперминиатюрных систем) позволяют исследовать непосредственно переход от микроскопических к макроскопическим объектам.

7) Открытие высокотемпературных сверхпроводников с критич. темп-рой выше темп-ры кипения азота (−195,8 °С) (см. *Оксидные высокотемпературные сверхпроводники*) привело к резкому возрастанию интереса к физике *сверхпроводимости*, а также её техн. применениям.

Физика Т. т. развивалась вместе с физикой атомных и субатомных частиц, причём важную роль играл обмен идеями и эксперим. методиками между физикой Т. т. и физикой микромира.

Лит.: Пайерлс Р., Квантовая теория твердых тел, пер. с англ., М., 1956; Займан Дж., Принципы теории твердого тела, пер. с англ., [2 изд.], М., 1974; Каганов М. И., Лифшиц И. М., Квазичастицы. Идеи и принципы квантовой физики твердого тела, 2 изд., М., 1989; Киттель Ч., Введение в физику твердого тела, пер. с англ., М., 1978; Ашкрофт Н., Мермин Н., Физика твердого тела, пер. с англ., т. 1—2, М., 1979; Каганов М. И., Френкель В. Я., Вехи истории физики твердого тела, М., 1981; см. также лит. при ст. *Металлы, Полупроводники, Диэлектрики, Кристаллы, Ферромагнетизм, Антиферромагнетизм*.

М. И. Каганов.

ТВЁРДОСТЬ материалов — характеристика материалов, отражающая их прочность и *пластичность*. Наиб. часто Т. определяется методом вдавливания шарика или призмы в испытуемый образец либо методом царапания. В методе Виккерса алмазная пирамида стандартных размеров вдавливается остриём в тело с шлифованной поверхностью и Т. определяется как отношение нек-рой стандартной силы вдавливания к 1 мм^2 площади отпечатка. Т. по Бринеллю — отношение силы, вдавливающей стандарт-

ный стальной шарик, к площади отпечатка. Т. по Роквеллу — отношение силы вдавливания к глубине внедрения шарика или призмы. Получил распространение метод измерения Т. с помощью УЗ-колебаний (см. *Ультразвук*), в основе к-рого лежит измерение реакции колебат. системы (изменения её собств. частоты) на Т. испытуемого материала.

ТВЕРДОТЕ́ЛЬНЫЙ ЛА́ЗЕР — лазер, в к-ром *активной средой* являются активир. диэлектрич. кристаллы и стёкла или диэлектрич. кристаллы с собственными точечными дефектами. В качестве активаторов кристаллов и стёкол обычно служат ионы редкоземельных элементов или ионы группы железа. Собственные точечные дефекты в кристаллах возникают под воздействием ионизир. излучения или путём аддитивного окрашивания. Энергетич. уровни активаторов или собств. дефектов используются для создания инверсной населённости [1] (см. *Квантовая электроника*).

По существующей традиции, лазеры на основе полупроводниковых кристаллов выделены в особый класс (см. *Полупроводниковый лазер*) в силу присущей им специфики возбуждения и образования инверсии населённости на переходах между разрешёнными энергетич. зонами полупроводника (см. *Зонная теория*). Инверсная населённость в активной среде Т. л. достигается оптич. накачкой — освещением активного элемента (АЭ) спец. лампами, солнечным излучением, излучением пиротехн. устройств или излучением др. лазеров, в частности полупроводниковых.

Генерация Т. л. осуществляется по трёх- или четырёхуровневой схеме [2] (см. *Накачка*). АЭ этих лазеров обычно имеют форму кругового цилиндра или стержня прямоуг. сечения. Иногда применяют и АЭ более сложных конфигураций. Наиб. распространение получила конструкция Т. л., в к-рой цилиндрический АЭ вместе с газоразрядной лампой накачки помещаются в камеру-осветитель, концентрирующую излучение лампы накачки в АЭ. Из-за многократности отражения излучения накачки от внутр. поверхности камеры-осветителя достигается более полное его поглощение в АЭ. Применяют осветители, в к-рых одна лампа накачки работает на нескольких АЭ или, напротив, один АЭ накачивается несколькими или большим числом ламп. Диапазон длин волн генерации Т. л. простирается от УФ- до средней ИК-области. Т. л. работают в импульсном, непрерывном и квазинепрерывном режимах (см. *Лазер*). У существующих Т. л. мощность генерации в непрерывном режиме может достигать 1—3 кВт при уд. энергосъёме ~ 10 Вт с 1 см^3 активной среды при кпд $\sim 3\%$. Ср. мощность 10^3 Вт при частоте повторения импульсов до 100 Гц реализуется в Т. л. импульсно-периодич. действия в режиме свободной генерации при длительности импульса $10^{-3} \div 10^{-4}$ с.

Т. л. с успехом работают в режиме модуляции добротности резонатора, что позволяет генерировать гигантские импульсы, длительность и энергия к-рых зависят от скорости включения затвора и свойств активной среды. Обычные значения длительности таких импульсов $(1—10) \cdot 10^{-8}$ с. Их пиковая мощность ограничивается при этом оптич. прочностью активных и пассивных элементов резонатора, к-рая обычно составляет величину $\sim 5 \cdot 10^2$ МВт на 1 см^2 поверхности. Объёмная оптич. прочность лазерных материалов обычно оказывается выше. Модуляция добротности резонатора осуществляется как пассивным образом (насыщающиеся поглотители), так и активным (электро- и акустооптич. модуляторы). Иногда применяют и механич. модуляторы, напр. вращающуюся призму.

Большое соотношение ширины контура усиления Т. л. и частоты межмодовых биений ($\sim 10^3$) позволяет достаточно просто осуществлять режим синхронизации мод и получать сверхкороткие импульсы длительностью $10^{-11}—10^{-13}$ с, ограниченной обратной шириной линии усиления. Так же, как и модуляция добротности, синхронизация мод в Т. л. осуществляется как активным, так и пассивным образом. Т. л. может также работать в режиме усилителя излучения. При этом коэф. линейного усиления может достигать величины 0,5—0,7 см$^{-1}$.

Лазерный эффект обнаруживает большое кол-во разл. кристаллов и стёкол (неск. сотен), однако реально действующих Т. л., нашедших практич. применение, существенно меньше. К их числу относится лазер на кристалле рубина — первый в мире лазер, созданный в 1960 Т. Мейманом (T. Maiman, США).

Рубин представляет собой кристалл корунда Al_2O_3 с примесью ($\approx 0{,}05\%$) ионов Cr^{3+}, замещающих в кристаллич. решётке ионы Al. Рубиновый лазер работает по трёхуровневой схеме, в к-рой уровнем 1 является осн. состояние $^4A_2$, уровнем 2 — полосы $^4F_2$ и $^4F_1$, уровнем 3 — дублет ^2E. В мощных рубиновых лазерах применяют круглые стержни диам. ≈ 2 см и дл. 20—30 см. Типичный режим работы — импульсный, реализуются также модуляция добротности, синхронизация мод, усиление мощности. Длина волны генерации рубинового лазера $\approx 0{,}7$ мкм.

Наиб. распространённым активатором материалов для Т. л. являются ионы Nd^{3+} (см. *Неодимовый лазер*). Широкое применение в науке и технике находят лазеры на основе силикатных и фосфатных стёкол с неодимом (см. *Лазерные стёкла*), генерирующие излучения в области 1,05 мкм. Осн. назначение лазеров на основе стёкол — это генерация одиночных импульсов большой мощности. АЭ из стекла отличаются высоким оптич. качеством, могут иметь большой объём при заданной форме элемента. Лазеры на основе фосфатного стекла с неодимом генерируют самые мощные импульсы генерации. Так, на установке «NOVA» (США), суммарный объём АЭ к-рой составляет $2 \cdot 10^6$ см^3, получены импульсы энергией $\approx 4 \cdot 10^4$ Дж, длительностью $\sim 10^{-9}$ с, что соответствует мощности $\approx 4 \cdot 10^{13}$ Вт. Во второй ($\lambda \approx 0{,}53$ мкм) и третьей ($\lambda \approx 0{,}35$ мкм) гармониках частоты осн. перехода при такой же длительности импульсов энергия составляет $\approx 2 \cdot 10^4$ Дж.

Наиб. широко применяемой кристаллич. матрицей с Nd^{3+} является кристалл иттрий-алюминиевого граната (ИАГ — Nd^{3+}), к-рый в наиб. степени отвечает совр. требованиям квантовой электроники и её приложений. Необходимые спектрально-люминесцентные свойства этого кристалла удачно сочетаются с его высокой механич. прочностью, твёрдостью, значительной теплопроводностью (0,13 Вт/см · К); ИАГ — Nd^{3+}-лазеры работают во всех перечисленных выше режимах. Именно на них получены рекордные мощности непрерывной генерации. Длина волны генерации ИАГ — Nd^{3+}-лазера на осн. переходе неодима $\lambda_г = 1{,}064$ мкм. Типичные размеры АЭ от 3×50 мм до 10×120 мм.

Находят также применение кристаллы алюмината иттрия ($YAlO_3$ — Nd^{3+}) и фторида лития-иттрия ($LiYF_4$ — Nd^{3+}). Кристаллы алюмината иттрия предпочтительнее кристаллов ИАГ — Nd^{3+} для работы в режиме модулир. добротности, что связано с меньшим значением сечения осн. генерац. перехода и, следовательно, с уменьшением влияния суперлюминесценции и возможностью накопления большей энергии на верхнем лазерном уровне.

Отличит. чертами кристалла фторида лития-иттрия с неодимом являются отрицат. величина и малое абс. значение $\beta = dn/dT$ — температурного коэф. показателя преломления n ($\beta = -4{,}3 \cdot 10^{-6}$ К$^{-1}$ для π-поляризации и $\beta = -2{,}2 \times 10^{-6}$ К$^{-1}$ для σ-поляризации; для кристалла ИАГ, напр., $\beta = 7{,}3 \cdot 10^{-6}$ К$^{-1}$). Это обстоятельство существенно ослабляет проявления термооптич. эффектов, в частности эффекта наведённой термооптич. линзы, что увеличивает пространственную яркость излучения лазера. Длина волны генерации лазера на основе кристалла $LiYF_4$ — Nd^{3+} сдвинута по сравнению с длиной волны генерации ИАГ — Nd^{3+}-лазера в коротковолновую сторону ($\lambda_г = 1{,}053$ мкм для σ-поляризации и $\lambda_г = 1{,}047$ для π-поляризации), что даёт возможность эфф. работы такого лазера с усилителем на основе стекла. Кпд неодимовых лазеров на основе перечисленных кристаллов, как правило, не превышает 2—4% в режиме свободной генерации и 2% в режиме модуляции добротности.

Новые возможности трёхвалентных ионов хрома как активных частиц Т. л. проявились в кристаллах александрита ($BeAl_2O_4$). В отличие от кристалла рубина, генерация ионов Cr^{3+} в александрите осуществляется не только на бесфононной линии перехода $^2E-{}^4A_2$, но и на электронно-колебат. переходе $^4F_2-{}^4A_2$. При этом Т. л. работает по четырёхуровневой схеме и даёт возможность плавной перестройки длины волны генерации. Типичная область перестройки: 730—803 нм.

Особенностью лазера на кристалле александрита является улучшение энергетич. характеристик с нагреванием АЭ выше комнатной темп-ры, что обусловлено ростом с темпрой величины эфф. сечения генерац. перехода. Нагревание АЭ в этом лазере приводит также к расширению диапазона перестройки длины волны генерации в длинноволновую сторону. Лазер на кристалле александрита также работает во всех упоминавшихся выше режимах, в т. ч. и в режиме больших ср. мощностей, чему способствует высокая теплопроводность этого кристалла ($\approx$0,23 Вт/см · К).

Плавную перестройку длины волны генерации обеспечивает лазер на кристалле корунда с титаном ($Al_2O_3-Ti^{3+}$). Характерная область перестройки: 700—1024 нм. Малость времени жизни возбуждённого состояния Ti^{3+} ($\approx$3 мкс) при комнатной темп-ре делает малоэффективной ламповую накачку этого лазера. Накачка $Al_2O_3-Ti^{3+}$-лазера, как правило, осуществляется или непрерывным аргоновым лазером, или импульсами второй гармоники неодимового лазера. При этом эффективность трансформации излучения лазерной накачки в генерацию ионов титана может превышать 20%.

Перестройка длины волны генерации в широком спектральном диапазоне осуществляется в лазерах на центрах окраски (см. *Лазеры на центрах окраски*), к-рые также обычно работают с накачкой др. лазером.

К существ. возрастанию кпд Т. л. привела реализация донорных способностей ионов Cr^{3+} относительно трёхвалентных ионов редкоземельных элементов (см. *Сенсибилизированная люминесценция*) в кристаллах гранатов. Высокая изоморфная ёмкость этих кристаллов в отношении редкоземельных ионов и ионов группы железа допускает введение необходимых концентраций обоих типов частиц без ухудшения оптич. качества кристаллов (см. *Изоморфизм*). Специфика энергетич. структуры ионов Cr^{3+} в кристаллах гранатов обеспечивает полную и быструю передачу энергии из его электронно-колебат. полос на верхние лазерные уровни ионов редкоземельных элементов.

К семейству хромсодержащих гранатов, работающих на осн. переходе неодима в области 1,06 мкм, прежде всего относятся кристаллы гадолиний-скандий-галлиевого (ГСГГ), иттрий-скандий-галлиевого (ИСГГ) и гадолиний-скандий-алюминиевого (ГСАГ) гранатов. Эти кристаллы предназначены для импульсного и импульсно-периодического режимов работы. В лазере на кристалле ГСГГ—Cr^{3+}—Nd^{3+} в режиме свободной генерации в области накачек 1—3 Дж достигнут кпд $\approx$6%. На кристалле ИСГГ—Cr^{3+}—Nd^{3+} при накачке $\approx$200 Дж абс. кпд достигает 10% в режиме свободной генерации. ИСГГ—Cr^{3+}—Nd^{3+}-лазер в режиме модуляции добротности и частоте повторения импульсов до 50 $с^{-1}$ обеспечивает абс. кпд $\approx$6% при энергии за импульс $\approx$0,4 Дж, что ограничивается оптич. прочностью торца АЭ. Длина волны излучения этого лазера (1,058 мкм) хорошо согласуется с контуром усиления фосфатного стекла с неодимом, что позволяет эффективно использовать эту пару в системе: задающий генератор—усилитель. Кристалл ГСАГ—Cr^{3+}—Nd^{3+} имеет спектрально-люминесцентные свойства, аналогичные свойствам кристаллов ГСГГ—Cr^{3+}—Nd^{3+} и ИСГГ—Cr^{3+}—Nd^{3+}. При этом величина теплопроводности этого кристалла (0,11Вт/см · К) приближается к теплопроводности кристалла ИАГ.

Длинноволновая граница эфф. генерации Т. л. с ламповой накачкой (при комнатной темп-ре) $\approx$3$\div$3,5 мкм. При меньших энергетич. зазорах вероятность многофононных безызлучательных переходов оказывается существенно больше вероятности излучения, что обусловливает малые величины квантового выхода люминесценции и времени жизни возбуждённого состояния. Эта длина волны обеспечивается, напр., переходом $^4I_{11/2}\rightarrow{}^4I_{13/2}$ ионов эрбия (Er^{3+}). Генерация излучения ионами Er^{3+} при ламповой накачке с кпд, превышающим $\approx$1%, получена на кристаллах ИАГ—Er^{3+} и ИСГГ—Cr^{3+}—Er^{3+}. В первом случае длина волны генерации $\lambda_г$=2,94 мкм; во втором $\lambda_г$=2,79 мкм. Реализован режим модуляции добротности с частотой повторения импульсов до 100 $с^{-1}$.

Развитие полупроводниковых лазеров сделало перспективным использование их для накачки Т. л. Полупроводниковые лазеры (ПЛ) на основе монокристаллов арсенида галлия путём изменения состава позволяют получать генерацию в области 0,75$\div$1 мкм, что даёт возможность эффективно возбуждать генерацию на ионах Nd^{3+}, Tm^{3+}, Ho^{3+}, Er^{3+} и Yb^{3+} [5]. Накачка излучением ПЛ является близкой к резонансной, что в значит. степени снимает проблему наведённых термич. искажений в АЭ и позволяет относительно легко достигать предельно высокой направленности лазерного пучка. Получена непрерывная генерация на ионах Ho^{3+}($\lambda_г\approx$2,1 мкм), Tm^{3+}($\lambda_г\approx$2,3 мкм), Er^{3+} ($\lambda_г\approx$2,9 мкм), а также на разл. переходах ионов Nd^{3+}. Порог генерации по мощности накачки в нек-рых случаях составляет единицы милливатт. Так, напр., порог генерации на ионах Ho^{3+} в кристалле ИАГ—Tm^{3+}—Ho^{3+} равен 4 МВт, а порог генерации на осн. переходе ионов Nd^{3+} в стекле не превышает 2 мВт. На целом ряде кристаллов с неодимом получена генерация второй гармоники. На осн. переходе неодима реализованы режимы модуляции добротности и синхронизации мод. Общий кпд неодимового непрерывного лазера с накачкой излучением ПЛ на длине волны генерации 1,06 мкм достигает 20%.

Т. л. с накачкой ПЛ совмещает в себе достоинства твердотельного и полупроводникового лазеров. По сути дела, активная среда Т. л. является эфф. концентратором излучения ПЛ по спектру, во времени и в пространстве. Ожидается бурное развитие этой области лазеростроения.

Развитие Т. л., работающих в режиме высоких ср. мощностей (субкиловаттный и киловаттный диапазоны), связано с заменой цилиндрических АЭ на прямоугольные, в к-рых лазерное излучение проходит, многократно отражаясь от боковых поверхностей АЭ. В этом случае неоднородности разл. природы, наведённые накачкой, оказываются скомпенсированными и слабо влияют на качество выходного пучка.

Применения Т. л. чрезвычайно разнообразны. Это—лазерная технология (сварка, резка и др.), технология электронных приборов, медицина, лазерная локация, системы контроля состава атмосферы, оптич. обработка информации, интегральная и волоконная оптика, лазерная спектроскопия, лазерная диагностика плазмы и управляемый термоядерный синтез, лазерная химия и лазерное разделение изотопов, нелинейная оптика, сверхскоростная фотография, лазерные гироскопы, сейсмографы и другие точные физ. приборы.

Лит.: 1) Справочник по лазерам, пер. с англ., под ред. А. М. Прохорова, т. 1, М., 1978, гл. 11—15; 2) Карлов Н. В., Лекции по квантовой электронике, 2 изд., М., 1988; 3) Прохоров А. М., Новое поколение твердотельных лазеров, «УФН», 1986, т. 148, с. 7; 4) Прохоров А. М., Щербаков И. А., Лазеры на кристаллах редкоземельных гранатов с хромом, «Изв. АН СССР, сер. физ.», 1987, т. 51, № 8, с. 1341; 5) OSA Proceedings on Advanced Solid-State Lasers. February 7—10, 1994 in Salt Lake City, UT, v. 20.

И. А. Щербаков.

ТВЁРДЫЕ РАСТВО́РЫ — твердотельные двух- или многокомпонентные однородные системы переменного состава (напр., типа A_xB_{1-x}), в к-рых атомы или ионы компонентов, смешиваясь в разл. соотношениях ($0\leqslant x\leqslant 1$), образуют общую кристаллич. решётку, характерную для одного из компонентов. Системы, в состав к-рых входят изоструктурные компоненты, как правило, образуют из-за неогранич. растворимости непрерывный ряд Т. р. Величина x в этом случае не лимитирована (непрерывные, или неограниченные, Т. р.). Область существования т. н. ограниченных Т. р. (растворимость ограничена) на диаграмме состояния имеет пределы по концентрации, зависящие от темп-ры T.

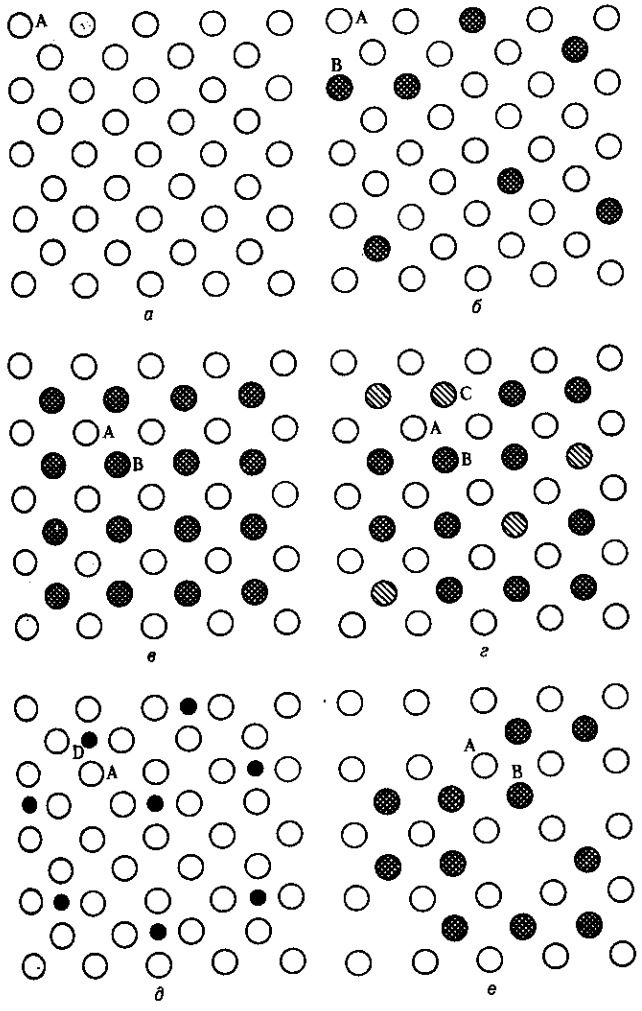


Рис. 1. Схемы расположения атомов в твёрдых растворах: *а* — чистый элемент A; *б* — твёрдый раствор замещения элемента B в элементе A; *в* — химическое соединение AB; *г* — твёрдый раствор замещения химического соединения AC в химическом соединении AB; *д* — твёрдый раствор внедрения элемента D в элементе A; *е* — твёрдый раствор вычитания на базе химического соединения AB, ○ — A; ⊗ — B; ⊘ — C; ● — D.

Различают Т. р. замещения, внедрения и вычитания (рис. 1). В Т. р. замещения на основе кристаллич. решётки хим. элемента (металла) A атомы элемента B замещают часть атомов сорта A; в Т. р. замещения соединения AC в соединении AB атомы или ионы сорта C замещают атомы или ионы сорта B (замещение происходит в B-подрешётке кристаллич. решётки). При образовании Т. р. замещения число атомов или ионов в элементарной ячейке остаётся постоянным.

В Т. р. внедрения атомы сорта D располагаются в междоузлиях кристаллич. решётки металла A, при этом число атомов в элементарной ячейке увеличивается. Для образования Т. р. внедрения необходимо, чтобы различие атомных размеров компонентов было достаточно велико.

В Т. р. вычитания на основе соединения AB часть атомов или ионов сорта B отсутствует (возникают вакансии в B-подрешётке), число атомов в элементарной ячейке меньше, чем у исходного соединения стехиометрич. состава. Возможно одновременное сочетание 2 видов Т. р. (напр., Т. р. внедрения атомов D в Т. р. замещения атомов B в кристаллич. решётке, образованной атомами A). Линейная зависимость межатомных расстояний от x в Т. р. (закон Вегарда, L. Vegard) выполняется в немногих случаях; отклонения от закона Вегарда связаны с отличиями упругих, электронных, магнитных и др. свойств компонентов Т. р.

В Т. р. возможно разл. упорядочение в расположении атомов или ионов; в неупорядоченных Т. р. замещения атомы разного сорта произвольно распределены в узлах кристаллич. решётки, т. е. отсутствует *дальний и ближний порядок*. В Т. р. замещения с ближним порядком есть корреляция в расположении атомов разного сорта в области с конечным радиусом. В Т. р. внедрения атомы одного компонента C образуют регулярную кристаллич. решётку, атомы др. сорта беспорядочно распределены в междоузлиях этой решётки. В упорядоченном Т. р. атомы компонентов образуют несколько вставленных друг в друга кристаллич. подрешёток.

Для двухкомпонентных Т. р. замещения параметр дальнего порядка

$$\eta = p - q, \qquad (1)$$

где p — доля атомов или ионов сорта A, занимающих «свои» позиции в кристаллич. решётке; q — доля тех же атомов или ионов в «чужих» позициях. Параметром ближнего порядка в неупорядоченных Т. р. служит величина

$$\alpha_i = 1 - N_i^{AB}/c_B N_i, \qquad (2)$$

где N_i^{AB} — число атомов или ионов сорта B на i-й координац. сфере атома сорта A, N_i — общее число атомов на i-й координац. сфере, c_B — концентрация (атомная доля) атомов сорта B в Т. р. При таком определении α_i для разноимённых ближайших соседей $\alpha_i < 0$ (ближнее упорядочение), для одноимённых — $\alpha_i > 0$ (локальное расслоение Т. р., или сегрегация); знаки α_i для последующих координац. сфер сложным образом зависят от характера упорядочения. При полном отсутствии ближнего порядка все $\alpha_i = 0$.

В нек-рых случаях — при закалке ограниченных Т. р. от высоких темп-р, при бездиффузионных полиморфных превращениях в Т. р. (см. *Полиморфизм*), при облучении и т. п. — образуется пересыщенный Т. р. Его распад происходит путём образования зародышей выделяющейся из Т. р. фазы или путём бездиффузионного образования двух Т. р. разл. состава (спинодальный распад), при к-ром возникает т. н. модулированная структура. Установлено протекание фазовых переходов 2-го рода при упорядочении твёрдых растворов стехиометрич. составов (напр., в системах Cu—Ag, Cu—Zn и др.).

Физ. свойства Т. р. зависят от их состава и характера упорядочения. Для неупорядоченных металлич. Т. р. внедрения сопротивление ρ и коэф. теплопроводности $\varkappa$ меняются с составом монотонно (при невысоких концентрациях 2-го компонента справедливо *Маттиссена правило*). В упорядоченных Т. р. на зависимостях ρ и $\varkappa$ от концентрации x компонентов наблюдаются особенности при составах AB, AB_2, AB_3 и т. п., соответствующих определ.

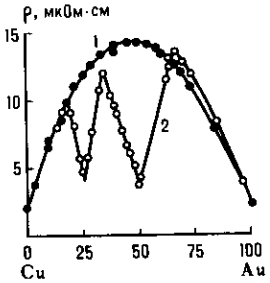


Рис. 2. Зависимость удельного сопротивления ρ твёрдых растворов замещения Au—Cu от содержания Au для неупорядоченных (1) и упорядоченных (2) твёрдых растворов.

типам упорядоченного расположения атомов — *сверхструктурам* (рис. 2). Изменение сечения рассеяния электронов при установлении или разрушении ближнего порядка приводит к изменениям температурных зависимостей сопро-

тивления, *магнетосопротивления* и т. п. В большом числе металлических, оксидных и др. Т. р. реализуется сверхпроводимость, почти все они являются сверхпроводниками 2-го рода.

В разбавленных Т. р. переходных и редкоземельных металлов (Mn, Fe, Cr, Co, Y и др.) в Au, Ag, Cu при низких темп-рах наблюдается минимум на зависимостях $\rho(T)$, обусловленный *косвенным обменным взаимодействием* между спинами примесных атомов через электроны проводимости Au, Ag, Cu.

Взаимодействие спинов хаотически распределённых магн. атомов приводит к образованию состояния, называемого *спиновым стеклом*. Для спиновых стёкол характерны отсутствие спонтанной намагниченности, максимум

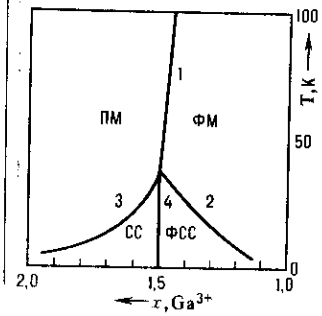


Рис. 3. Диаграмма магнитных состояний твёрдых растворов замещения в системе $Li_{0,5}Fe_{2,5-x}Ga_xO_4$ $(1,5<x<2,0)$: 1 — линия точек Кюри (T_C); 2, 3 — линии T_f; 4 — линия фазовых переходов спиновое стекло — ферримагнитное спиновое стекло.

магн. восприимчивости при темп-ре замерзания T_f, магнитная вязкость (аномально большое время установления магн. равновесия), линейная зависимость теплоёмкости от темп-ры при $T \ll T_f$. В состоянии спинового стекла могут находиться не только металлические, но и диэлектрические Т. р. На рис. 3 представлена магн. x—T-диаграмма состояния системы ферримагн. оксидов $Li_{0,5}Fe_{2,5-x}Ga_xO_4$, на к-рой в широком диапазоне концентраций (x) и темп-р реализуются области существования парамагнитного (ПМ), ферримагнитного (ФМ) состояний, а также области существования спинового стекла (СС) и ферримагн. спинового стекла (ФСС). В Т. р. реализуются ферро-, антиферро- и ферримагн. состояния с разл. магн. структурами; макроскопич. магн. свойства Т. р. изменяются в широких пределах.

Свойства Т. р. на основе собств. *полупроводников* чувствительны к характеру и концентрации примесей замещения. При введении примесей с валентностью, большей валентности осн. атомов решётки (доноров), концентрация электронов превышает концентрацию дырок и полупроводник имеет проводимость *n*-типа (напр., Т. р. As в Ge). В противоположном случае введения акцепторов полупроводник имеет проводимость *p*-типа (Т. р. Al в Si).

Отличие механич. свойств Т. р. от свойств чистых металлов заключается в повышении прочности в результате изменения дислокационной структуры и включения разл. механизмов взаимодействия дислокаций с растворёнными атомами (см. *Дислокация*). Возможны 2 механизма взаимодействия дислокаций с примесными атомами: закрепление (блокирование) неподвижных дислокаций и возникновение трения при движении дислокаций. Изменение механич. свойств имеет место при отрыве движущихся дислокаций от атмосферы примесей (см. *Сплавы*). Наличие дальнего и ближнего порядка в Т. р. приводит к дополнит. упрочнению.

Лит.: Сивертсен Д. М., Никольсон М. Е., Структура и свойства твердых растворов, пер. с англ., М., 1964; Физическое металловедение, пер. с англ., 3 изд., т. 1—3, М., 1987; Хачатурян А. Г., Теория фазовых превращений и структура твердых растворов, М., 1974; Иверонова В. И., Кацнельсон А. А., Ближний порядок в твердых растворах, М., 1977; Уманский Я. С., Скаков Ю. А., Физика металлов, М., 1978; Эренрейх Г., Шварц Л., Электронная структура сплавов, пер. с англ., М., 1979; Пасынков В. В., Сорокин В. С., Материалы электронной техники, 2 изд., М., 1986; Финкель В. А., Структура сверхпроводящих соединений, М., 1983; Ефимова Н. Н., Попков Ю. А., Ткаченко Н. В., Фазовый переход парамагнетик — спиновое стекло в разбавленных ферримагнитных окислах, «ЖЭТФ», 1990, т. 97, в. 4, с. 1208.

В. А. Финкель.

ТВЁРДЫЙ ГЕ́ЛИЙ — см. *Гелий твёрдый.*

ТВИ́СТОР — прямая во вспомогательном комплексном трёхмерном проективном пространстве T, используемом для реализации *Минковского пространства-времени*. Понятие Т. введено Р. Пенроузом (R. Penrose) в кон. 1960-х гг. Многообразие всех комплексных прямых в T зависит от 4 комплексных параметров; точкам пространства Минковского отвечает нек-рое их подмножество (см. ниже), зависящее от четырёх вещественных параметров. Нетривиальным является привлечение комплексной геометрии (твисторного пространства) для работы с вещественным пространством-временем.

Множество всех прямых в T интерпретируется как комплексифицированное и (конформно) компактифицированное пространство Минковского. Оно представляет самостоят. интерес в связи с аналитич. продолжением тех или иных физ. величин, первоначально заданных на пространстве Минковского, в комплексную область (напр., в трубу будущего или прошлого). Евклидово четырёхмерие так же естественно реализуется, как нек-рое множество прямых в твисторном пространстве, в результате чего на твисторном языке удобно говорить о переходе от лоренцовых теорий к евклидовым (см. *Евклидова квантовая теория поля*). На языке прямых инвариантный геом. смысл имеет конформная структура на пространстве Минковского: точки находятся на нулевом расстоянии (их соединяет световой луч) тогда и только тогда, когда соответствующие им прямые в твисторном пространстве пересекаются.

Фундаментальная идея Пенроуза заключается в том, что первичной физ. структурой является не структура 4-мерного пространства-времени (Минковского), а комплексное твисторное трёхмерие T. Соответственно твисторные эквиваленты физ. величин должны допускать более простое описание, чем сами эти величины. По этой идеологии нек-рые физ. полевые ур-ния имеют чисто аналитич. природу: аналоги физ. величин, первоначально заданные как аналитич. объекты на трёхмерии (твисторах), путём какого-то варианта интегрирования по прямым переносятся на четырёхмерие M. При интегральном преобразовании аналитич. объектов от трёх комплексных переменных в аналитич. объекты от четырёх вещественных переменных должно возникать одно ур-ние на образ преобразования. На возможности такой интерпретации физ. полевых ур-ний и основана твисторная программа Пенроуза.

Простейшую реализацию твисторной программы дают ур-ния, описывающие безмассовые поля (в зависимости от спина это или скалярное волновое ур-ние, или система ур-ний Максвелла, или ур-ние Дирака — Вейля, или линеаризованное ур-ние Эйнштейна и т. д.). Безмассовым полям на твисторном пространстве отвечают решения некрых обобщений системы ур-ний Коши—Римана ($\bar{\partial}$-когомологии). Хотя этот матем. объект и не является элементарным, для его изучения имеется развитый аппарат в комплексном анализе, и возникает поучительный и нетривиальный пример применения комплексного анализа к изучению вещественных дифференц. ур-ний. Эти результаты носят скорее характер иллюстрации общей идеи Пенроуза, поскольку они не выходят за пределы новых представлений решений линейных дифференц. ур-ний с постоянными коэффициентами.

Однако Т. оказались полезны при изучении нелинейных физ. ур-ний. Р. Уорд (R. Ward) и М. Атья (M. Atiyah) применили язык Т. к построению *инстантонов* — автодуальных решений ур-ния Янга—Миллса (см. *Янга—Миллса поля*). Инстантоны (решения ур-ния дуальности) рассматриваются на евклидовом четырёхмерии. На твисторном многообразии им отвечают комплексные векторные *расслоения*. Эта связь позволила, в конечном счёте, дать описание инстантонов [теорема Атьи—Хитчина (N. Hitchin) — Дринфельда—Манина]. Язык Т. оказался удобен также для изучения др. класса решений ур-ния Янга—Миллса — *магнитных монополей*.

Ещё одно направление в применении Т. связано с рассмотрением искривлённого пространства-времени. Плоское пространство-время интерпретируется как многообразие прямых, поэтому естественно ожидать, что какие-то его искривлённые версии могут быть реализованы как нек-рые многообразия кривых на трёхмерных комплексных многообразиях. Многообразия с римановой метрикой, удовлетворяющей ур-нию Эйнштейна в вакууме и дополнительному (конформному) условию автодуальности, канонически реализуются как многообразия кривых на искривлённом твисторном трёхмерном многообразии. Условие автодуальности состоит в том, что автодуальная часть тензора Вейля равна нулю. Пенроуз явно описал геом. структуры на искривлённом твисторном многообразии, эквивалентные автодуальным решениям ур-ния Эйнштейна (право-плоским метрикам). Осн. момент состоит в том, что семейство кривых в окрестности каждой кривой эквивалентно семейству прямых с точностью до малых 3-го порядка малости. Твисторное описание позволило построить большое число явных решений ур-ния Эйнштейна (автодуальных).

Приведём теперь нек-рые явные ф-лы. Пусть $T=\mathbb{C}P^3$ — трёхмерное комплексное проективное пространство. Введём в нём однородные координаты $z=(z_0, z_1, z_2, z_3)$, т. е. $z\neq(0, 0, 0, 0)$; координаты $z=(z_0, z_1, z_2, z_3)$ и $\lambda z=(\lambda z_0, \lambda z_1, \lambda z_2, \lambda z_3)$ отвечают одной и той же точке $\mathbb{C}P^3=T$. Прямые l в T можно задавать парой их точек (z, w), $z\neq\lambda w$; их множество $\mathbb{C}M$ зависит от 4 комплексных параметров. На $\mathbb{C}M$ возникает комплексная конформная структура из условия, что прямые, пересекающие прямую l, находятся от неё на нулевом расстоянии [образуют комплексный световой конус $\mathbb{C}V(l)$ с вершиной в l].

Рассмотрим в T вещественную гиперповерхность (эрмитову квадрику) T_0, задаваемую ур-нием

$$H(z)=|z_0|^2+|z_1|^2-|z_2|^2-|z_3|^2=0.$$

Поверхность T_0 делит T на 2 области $T_\pm$, где форма H соответственно положительна (отрицательна). Тогда множество M прямых, целиком лежащих на T_0, зависит от 4 вещественных параметров и относительно указанной конформной структуры является конформной компактификацией пространства Минковского. Для $l\in M$ конусы $V(l)=M\cap\mathbb{C}V(l)$ прямых из M, пересекающих l, являются световыми конусами. Чтобы получить обычное пространство Минковского M, надо фиксировать нек-рую прямую l_∞ на T_0 (напр., задаваемую ур-ниями $z_0=z_2$, $z_1=z_3$) и выбросить $V(l_\infty)$ из M (т. е. M состоит из прямых на T_0, не пересекающих l_∞). Прямые, лежащие в областях $T_\pm$, соответственно образуют на $\mathbb{C}M$ трубы будущего и прошлого.

Чтобы вложить в $\mathbb{C}M$ евклидово компактифицированное (конформно) четырёхмерие — сферу S^4, рассмотрим в T множество прямых, соединяющих точки вида (z_0, z_1, z_2, z_3) и $(-\bar z_1, \bar z_0, -\bar z_3, \bar z_2)$. Такие прямые либо не пересекаются, либо совпадают. Т. о. возникает разбиение $T=\mathbb{C}P^3$ на непересекающиеся прямые (расслоение).

Легко проследить действие *групп* на все определённые выше геом. объекты. На многообразие прямых $\mathbb{C}M$ переносится действие группы $SL(4, \mathbb{C})$ проективных преобразований пространства $T=\mathbb{C}P^3$. Очевидно, что они являются автоморфизмами конформной структуры, определённой на $\mathbb{C}M$. Подгруппа $SU(2; 2)$ проективных преобразований, сохраняющих квадрику T_0, индуцирует группу конформных преобразований пространства Минковского. Подгруппа в $SU(2; 2)$, сохраняющая прямую l_∞, порождает *Пуанкаре группу* движений пространства Минковского M. Если рассмотреть в $SU(2; 2)$ подгруппу, сохраняющую не только прямую l_∞, но и ещё одну прямую l_0, не пересекающую l_∞ и лежащую на T_0 (напр., $z_0=-z_2$, $z_1=-z_3$), то на M получим классич. представление *Лоренца группы*.

Если в $\mathbb{C}P^3$ вместо 4-параметрического семейства прямых рассмотреть 8-параметрическое семейство кривых 2-го порядка, то в нём можно описать подсемейства (зависящие от 4 вещественных параметров), на к-рых реализуются автодуальные решения ур-ния Эйнштейна и для этих метрик можно дать явные выражения.

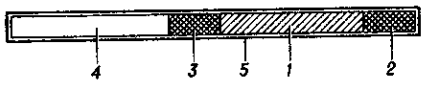
Теория Т. не только позволила применить новый матем. аппарат к разл. задачам теоретич. и матем. физики, но и имела серьёзное обратное влияние на математику, прежде всего в области 4-мерной топологии.

Лит.: Твисторы и калибровочные поля. Сб. ст., пер. с англ., М., 1983; Гиндикин С. Г., Комплексный мир Роджера Пенроуза, в сб.: Математика сегодня, К., 1983, с. 16; Пенроуз Р., Риндлер В., Спиноры и пространство-время, пер. с англ., М., 1988.

С. Г. Гиндикин.

ТВЭЛ (от «тепловыделяющий элемент») — основной элемент *ядерного реактора*, в к-ром находится ядерное топливо, *ядерное горючее* и генерируется тепло за счёт *деления ядер*. Наиб. распространены ТВЭЛы в виде тонких (диаметр неск. мм) стержней, простирающихся на всю высоту активной зоны реактора. Активная зона содержит тысячи однотипных ТВЭЛов, образующих правильную решётку. Между ними прокачивается отводящий энергию теплоноситель (жидкость или газ). В ТВЭЛах используется металлический U (легированный для повышения стабильности) или окислы U в виде керамик, иногда с добавкой Pu. Также применяют т. н. дисперсионное топливо, в к-ром крупицы топлива включаются в матрицу из неделящегося материала с высокими теплопроводностью и радиационной стойкостью (см. *Радиационная стойкость материалов*). Герметичная оболочка предохраняет топливо от контакта с теплоносителем и придаёт ТВЭЛу необходимую механич. прочность. Материал оболочки (сплавы циркония, нержавеющая сталь и др.) имеет низкое сечение захвата нейтронов т. н. реакторного спектра, обладает хорошей совместимостью с топливом и теплоносителем в рабочем интервале темп-р, мало изменяет механич. свойства в нейтронном поле. Ко всем материалам ТВЭЛов предъявляются высокие требования к чистоте, в первую очередь отсутствие примесей, сильно поглощающих нейтроны.

Параметры ТВЭЛа энергетич. реакторов: рабочая верхняя темп-ра (темп-ра оболочки) для реакторов с водяным теплоносителем $\approx$300 °С, для реакторов с жидким Na прибл. 600—700 °С; т. н. линейная теплонапряжённость до 500—600 Вт на 1 см длины стержня; выгорание топлива (доля выгоревших к концу рабочего периода атомов топлива) в тепловых реакторах 3—5%, в быстрых реакторах 7—10% (1% выгорания соответствует выработке 10^4 МВт·сут тепловой энергии на 1 т топлива).



ТВЭЛ быстрого реактора: *1* — участок активной зоны (ядерное топливо); *2, 3* — торцевые экраны (обеднённый уран); *4* — газосборник; *5* — оболочка (нержавеющая сталь).

На рис. изображён схематич. разрез ТВЭЛа быстрого реактора (см. *Реактор-размножитель*). В нём кроме активной части, содержащей ядерное топливо, имеются торцевые экраны из обеднённого урана для утилизации покидающих активную зону нейтронов, а также полость для сбора выходящих их топлива осколочных газов для снижения внутр. давления при глубоком выгорании.

После достижения номинального выгорания и окончания кампании (рабочего периода) ТВЭЛы выгружаются из реактора и заменяются. Длительность кампании исчисляется временем работы реактора в пересчёте на полную мощность и составляет месяцы или годы. Увеличение кампании и, следовательно, выгорания ограничено ухудшением способности поддерживать цепную реакцию деления из-за выгорания топлива и накопления поглощающих нейтроны осколков и опасности разрушения ТВЭЛа под действием длит. интенсивного облучения и высокой темп-ры в реакторе. Допускаются сотые (или тысячные) доли процента вероятности выхода ТВЭЛа из строя.

Лит.: Оландер Д., Теоретические основы тепловыделяющих элементов ядерных реакторов, М., 1982.

О. Д. Казачковский.

ТЕ́ЙЛОРА РЯД — степенной ряд, описывающий поведение данной ф-ции $f(x)$ в окрестности заданной точки. Точнее, если $f(x)$ в точке x_0 имеет бесконечное число производных, то её Т. р. имеет вид

$$\sum_{k=0}^{\infty} \frac{f^{(k)}(x_0)}{k!}(x-x_0)^k. \qquad (*)$$

Т. р. назван по имени Б. Тейлора (B. Taylor), опубликовавшего ряд (*) в 1715. При $x_0=0$ Т. р. часто называют рядом Маклорена.

Если $f(x)$ имеет в точке x_0 производные вплоть до N-го порядка, то

$$f(x)=\sum_{k=0}^{N} \frac{f^{(k)}(x_0)}{k!}(x-x_0)^k+o_N(x-x_0),$$

где $o_N(x-x_0)/|x-x_0|^N\to 0$ при $x\to x_0$ (ф-ла Тейлора с остаточным членом в форме Пеано).

Если $f(x)$ в нек-ром интервале, содержащем точку x_0, имеет непрерывные производные до порядка $N+1$, то для любого x из этого интервала

$$f(x)=\sum_{k=0}^{N} \frac{f^{(k)}(x_0)}{k!}(x-x_0)^k+R_N(x),$$

где для остаточного члена $R_N(x)$ существует несколько эквивалентных представлений, каждое из к-рых может быть удобным в той или иной конкретной ситуации. В частности,

$$R_N(x)=\frac{1}{N!}\int_{x_0}^{x} f^{(N+1)}(t)(x-t)^N dt$$

— остаточный член в интегральной форме;

$$R_N(x)=\frac{(x-x_0)^{N+1} f^{(N+1)}(x_0+\theta(x-x_0))}{(N+1)!},$$
$$(0<\theta<1)$$

— остаточный член в форме Лагранжа;

$$R_N(x)=(x-x_0)^{N+1}\frac{f^{(N+1)}(x_0+\theta(x-x_0))}{N!}(1-\theta)^N,$$
$$(0<\theta<1)$$

— остаточный член в форме Коши.

Особенно важную роль Т. р. играет в теории *аналитических функций*. Эта роль определяется следующим утверждением. Пусть $f(z)$ голоморфна в круге $\{z:|z-z_0|<R\}$. Тогда в этом круге

$$f(z)=\sum_{k=0}^{\infty} \frac{f^{(k)}(z_0)}{k!}(z-z_0)^k,$$

причём ряд в правой части этой ф-лы сходится абсолютно и равномерно в любом круге $\{z:|z-z_0|<r\}$ для любого $r<R$. В частности, если $f(z)$ голоморфна во всей комплексной плоскости (целая ф-ция), то её Т. р. сходится к ней абсолютно всюду в этой плоскости, причём сходимость равномерна на любом ограниченном множестве.

Лит. см. при ст. *Аналитическая функция.* *Б. И. Завьялов.*

ТЕКСТУ́РА — преимущественная пространственная ориентация кристаллич. зёрен в *поликристаллах* или молекул в аморфных средах, *жидких кристаллах, полимерах, биологических кристаллах*, приводящая к анизотропии свойств. Термином «Т.» часто обозначают также среду, элементы к-рой обладают указанным свойством. Т. образуются в природных условиях (минералы, биол. ткани) и могут быть получены искусственно, например, поликристаллы из ориентированных игольчатых или пластинчатых зёрен, *электреты*, состоящие из одинаково направленных электрич. диполей, магн. материалы и др. Образование Т. связано с действием внеш. или внутр. сил, вызывающих предпочтительную ориентацию кристаллов или молекул, к-рые обладают анизотропными свойствами. Ориентирующее действие могут оказывать механич., тепловые, электрич. и магн. поля. Т. возникают при фазовых переходах, *кристаллизации, рекристаллизации*, магн. и сегнетоэлектрич. превращениях, адсорбции, эпитаксиальном наращивании (см. *Эпитаксия*), вакуумном и электролитич. осаждении, механич. воздействиях на металлы и полимеры и т. д. Характер Т. определяется условиями её получения. Так, при рекристаллизации металлов на Т. влияют температурный режим, предшествующая обработка, содержание примесей. При деформации полимеров Т. чувствительны к форме образца, темп-ре и скорости деформации. Наличие Т. влияет на механич., электрич., магн. и др. свойства материалов. Напр., прочность текстильных волокон в значит. степени обусловлена их текстурированным состоянием.

Различают осевые Т. (предпочтительная ориентация элементов относительно одного выделенного направления), плоские (ориентация относительно определ. плоскости) и полные (наличие выделенных плоскости и нек-рого направления в ней). Возможно образование сложных Т. с неск. видами ориентаций. Исследование Т., включающее определение размеров и взаимной ориентации элементов, осуществляется рентгено-, электронографич. и оптич. методами.

Ряд специально приготовленных текстурированных материалов применяется в технике — пьезокерамики, электреты, стекловолокнистые армированные высокопрочные материалы (стеклопластики), *полярoиды* из линейно дихроичных молекул (см. *Дихроизм*), ориентированно расположенных в растянутых полимерных плёнках, керамич. высокотемпературные *сверхпроводники*.

Лит.: Шубников А. В., Пьезоэлектрические текстуры, М.—Л., 1946; Банн Ч., Текстура полимеров, в кн.: Волокна из синтетических полимеров, под ред. Р. Хилла, пер. с англ., М., 1957; Кудрявцев И. П., Текстуры в металлах и сплавах, М., 1965.

Э. М. Эпштейн.

ТЕКСТУ́РА МАГНИ́ТНАЯ — см. *Магнитная текстура.*

ТЕКУ́ЧЕСТЬ — свойство тел пластически или вязко деформироваться под действием напряжений; характеризуется величиной, обратной *вязкости*. У вязких сред (газов, жидкостей) Т. проявляется при любых напряжениях, у пластичных твёрдых тел — лишь при напряжениях, превышающих предел Т.

У разл. сред существуют разные механизмы Т., определяющие сопротивление тел пластическому или вязкому течению. У газов механизм Т. связан с переносом импульса из тех слоёв, где имеется преобладающее движение молекул газа в направлении течения, к слоям, у к-рых это движение меньше. У жидкостей механизм Т. представляет собой преобладающую диффузию в направлении действия напряжений. Элементарным актом при этой диффузии является скачкообразное перемещение молекулы или пары молекул либо сегмента макромолекулярной цепи (у высокомолекулярных веществ), сопровождающееся переходом через энергетич. барьер. У кристаллич. твёрдых тел Т. связывается с движением разл. рода дефектов в кристаллах: точечных (*вакансий*, междоузлий), линейных (*дислокаций*) и объёмных (*краудионов*), течение может быть обусловлено *двойникованием*, вызванным напряжением. Происходящее во времени течение металлов при высоких темп-рах, полимеров и др. наз. *ползучестью материалов*.

С явлениями Т. приходится сталкиваться как на Земле, так и в космосе. На Земле Т. проявляется в дрейфе материков, глобальных тектонич. процессах, рифтогенезе, движениях в атмосфере и гидросфере, движениях горных массивов, течении ледников. В технике с явлениями Т. сталкиваются, напр., при движении газов и жидкостей по трубам и в аппаратах разл. производств, в трубопроводном транспорте пульп при выполнении земляных работ и в горных выработках способом гидромеханизации. Пластич. течения и ползучесть имеют место в разл. элементах конструкций, работающих при высоких нагрузках, при изготовлении изделий способами штампования, ковки, прессования, литья под давлением, при спекании порошков.

Феноменологически теория течения разл. материалов строится на основе обычных в *механике сплошных сред* допущениях об однородности, сплошности и изотропности тел. Гипотеза изотропности оказывается неприменимой к монокристаллам твёрдых веществ и *жидким кристаллам*, ориентированным полимерам, *композиционным материалам* с волокнистыми наполнителями, нек-рым природным материалам, для всех них построены теории анизотропного тела. Свойства Т., вязкости описываются соотношениями, связывающими напряжения и скорости деформации. В гидромеханике вязкой жидкости Т. считается независимой от приложенного касательного напряжения (при деформациях сдвига) или давления (при деформациях объёма). Для *неньютоновских жидкостей* Т. изменяется в зависимости от касательного напряжения (при деформациях сдвига) или давления (при деформациях объёма). Для тел в состоянии ползучести нелинейные соотношения, определяющие Т., записываются в виде кинетических дифференц. или интегральных ур-ний, согласно к-рым на состояние тела в данный момент влияет предыстория напряжённо-деформированного состояния. Так, при сдвиге Т. возрастает с ростом приложенного касательного напряжения, при растяжении с ростом нормального напряжения Т. падает. Движения макромолекулярных цепей при течении высокомолекулярных соединений (в т. ч. полимеров) напоминают движения пресмыкающихся при их перемещениях и наз. рептациями.

Особо высокую Т. у гелия при низких темп-рах, названную *сверхтекучестью*, установил П. Л. Капица (1938), её физ. теорию построил Л. Д. Ландау (1941).

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Гидродинамика, 3 изд., М., 1986; Френкель Я. И., Кинетическая теория жидкостей, Л., 1975; Работнов Ю. Н., Механика деформируемого твердого тела, 2 изд., М., 1988; Жен П.-Ж. де, Идеи скейлинга в физике полимеров, пер. с англ., М., 1982; Peterson A. R., A first course in fluid dynamics, Camb., 1985.

Н. И. Малинин.

ТЕЛЕВИ́ДЕНИЕ — область в науке и технике, связанная с передачей на расстояние изображений неподвижных и движущихся объектов и использующая радиоэлектронные устройства. Передача изображений представляет собой последовательность трёх физ. процессов: преобразование световой энергии объекта в электрич. сигнал (анализ изображения); передача электрич. сигнала по каналу связи от источника к получателю; преобразование электрич. сигнала в изображение (синтез изображения).

Осн. принципом Т. является идея последоват. передачи изображения по элементам, предложенная независимо в 1879—80 А. ди Пайвой (A. de Paiva) и П. И. Бахметьевым. Отражённый или излучённый каждой деталью объекта световой поток образует изображение, изменяющееся во времени: каждый элемент изображения характеризуется изменяющимися во времени пространственными координатами x, y, z, мгновенными значениями яркости L и цветности (определяемой цветовым тоном λ и чистотой цвета p), т. е. описывается ф-цией $F_i(L, x, y, z; \lambda, p, t)$ (см. *Колориметрия. Цвет*).

Элементом изображения в передающем устройстве наз. участок изображения, в пределах к-рого происходит усреднение освещённости в процессе её преобразования в электрич. сигнал, в приёмном устройстве — световое пятно, образованное сфокусированным электронным лучом, либо минимальная автономно управляемая часть дискретного изображения.

Изображение, образованное совокупностью элементов, в Т. наз. кадром, процесс поэлементной передачи кадра — развёрткой изображения, образованное в результате развёртки поле изображения — телевизионным растром. Число элементов и последовательность формирования телевиз. растра (стандарт разложения) определяются назначением системы и условиями её работы. В телевещании и во многих специализир. системах Т. принята линейно-строчная развёртка, т. е. развёртка элементов с постоянными направлением и скоростью вдоль одной стороны кадра (развёртка строки, или строчная развёртка) и с постоянной скоростью чередования строк и кадра в целом (кадровая развёртка). При линейно-строчной развёртке стандарт разложения характеризуют числом строк в телевиз. растре (z) и числом кадров, т. е. полных изображений в секунду (n). Если получателем информации в телевиз. системе (ТС) является человек, число кадров в секунду должно превышать свойственную зрению критич. частоту слияния мельканий ($f_{\text{кчм}}$), что обеспечит непрерывное и немелькающее восприятие изображений.

Анализ (передача) и синтез (приём) изображения должны осуществляться синхронно и синфазно, что обеспечивается принудит. синхронизацией разверток. Точность синхронизации и постоянство скоростей развёртки по строке и по кадру определяют точность воспроизведения изображения и геом. (координатное) соответствие изображений на входе ТС и на её выходе. ТС включает в себя комплекс техн. средств, перечень и устройство к-рых зависит от назначения системы. В обобщённом виде, характерном для любой ТС, осн. устройства и их взаимосвязь представлены на рис. 1.

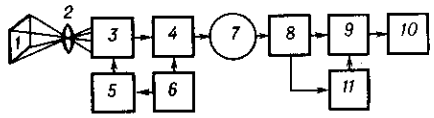


Рис. 1. Обобщённая функциональная схема телевизионной системы: *1* — объект передачи; *2* — оптическое устройство; *3* — преобразователь «свет — сигнал»; *4* — усилитель-формирователь полного сигнала; *5, 11* — развёртывающее устройство; *6* — генератор синхронизирующих импульсов; *7* — канал связи; *8* — усилитель и селектор сигналов; *9* — преобразователь «сигнал — свет»; *10* — получатель информации.

Параметры телевизионного изображения. Излучающий (светящийся) или отражающий внеш. световой поток объект может быть представлен ф-цией яркости $L(x, y, z, \lambda, t)$. Телевиз. изображение (ТИ) этого объекта также представляют как ф-цию яркости $L(x', y', z', \lambda', t)$ либо как ф-цию освещённости $E(x', y', z', \lambda', t)$ в координатах (x', y', z') пространства изображений. Оператор $P\{\cdot\}$, отражающий соответствие световых характеристик ТИ и объекта,

$$P\{L(x, y, z, \lambda, t)\} = L(x', y', z', \lambda', t)$$

для любой реальной отображающей системы отличен от единицы ($P\{\cdot\} \neq 1$), т. е. всегда имеют место искажения в преобразовании пространства объекта в пространство изображения.

Изображения могут быть изменяющимися во времени (динамическими) или неизменяющимися (статическими), объёмными или плоскими. В зависимости от λ различаются три группы изображений: цветные, ахроматические и монохроматические. По сравнению с цветным изображением, для к-рого $L = L(x', y', z', \lambda', t)$, спектр излучения каждого элемента ахроматич. изображения одинаков, т. е. $L(\lambda') = \text{const}$. Монохроматич. изображения — частный случай ахроматических и имеют узкий спектр каждого элемента изображения около центр. длины волны. В Т. не накладывается ограничений на области определения ф-ции $L(\lambda)$, изображения могут рассматриваться в рентг., УФ-, видимой, ИК- и др. областях спектра эл.-магн. излучения.

Ф-ция яркости (или освещённости) всегда конечна и положительна, т. е. $0 \leqslant L \leqslant L_{\text{макс}}$, где $L_{\text{макс}}$ — макс. яркость в поле изображения. Ф-цию яркости можно представить в дискретной форме, напр. плоское ахроматич. статич. изображение может быть представлено в виде матрицы $n_x \times n_y$, т. е. $L = L(i, j)$, где $i = 1, \ldots, n_x$; $j = 1, \ldots, n_y$; такое изображение наз. дискретным с числом элементов $n = n_x \times n_y$. В цифровых системах Т. при обработке изображений используется квантование ф-ции яркости: $L = \{L_1, \ldots, L_k\}$; частный случай квантованного изображения — двоичное изображение, $L = \{0, 1\}$.

Принципы формирования ТИ, его параметры, как и параметры ТС в целом, должны быть согласованы с характеристиками зрения. При определении качества ТИ оцени-

вается его подобие входному оптич. изображению или изображению объекта, наблюдаемому непосредственно глазом, т. е. отличие оператора $P\{\cdot\}$ от 1. Для получения количеств. оценок ТИ и ТС используют измеряемые параметры: формат изображения $k=l/h$ (где l — ширина, h — высота изображения); размер, определяемый при заданном формате k высотой ТИ (h) или диагональю (D); яркость L, оцениваемая обычно по макс. яркости $L_{макс}$ отд. участков изображения; контрастность изображения $K_и=L_{макс}/L_{мин}$ или относит. контраст $K=(L_{макс}-L_{мин})/L_{макс}$ (где $L_{макс}$ и $L_{мин}$ — яркости самого светлого и самого тёмного участков ТИ); чёткость, определяемая числом условных или реальных элементов разложения $N=kZ^2$ (где Z — число строк разложения, k — формат); для дискретного изображения $N=n_x\times n_y$; поперечная и продольная чёткость определяются числом элементов на высоту и ширину ТИ; реальная чёткость (поперечная и продольная) измеряется макс. числом чёрных и белых линий, воспроизводимым на заданном отрезке с заданным контрастом; отношение сигнал/шум $\psi=U_с/U_ш$, где $U_с$ — размах сигнала, $U_ш$ — эфф. значение флуктуац. помехи (для оценки восприятия помех глазом необходимо знать также распределение спектральной плотности мощности помех); характер воспроизведения градаций яркости (γ-искажения) в пределах яркостного динамич. диапазона, оцениваемый по степени отличия от линейного изменения ступеней градаций яркости в ТИ при линейном законе изменения в исходном изображении; цветовоспроизведение, характеризуемое измеряемой в колориметрич. единицах степенью отличия цветности в ТИ от цветности тех же участков исходного изображения; неравномерность воспроизведения по полю ТИ участков, имеющих одинаковые яркости в исходном изображении; геом. искажения, характеризующие точность воспроизведения в ТИ координат отд. элементов исходного изображения.

При характеристике ТИ в ряде случаев используется интегральная оценка качества изображения путём сравнения его с входным изображением в одинаковых условиях наблюдения. С этой целью вводятся категории тождественного, физически точного, физиологически точного и психологически точного воспроизведения (последнее характерно для представления при чёрно-белом Т. реальной многоцветной сцены).

Дополнит. параметры вводятся при оценке качества ТИ, представляющего собой графическую, знако-цифробуквенную, символьную, двух- или многоградационную, ахроматическую или цветную информацию. К таким параметрам относятся: число элементов, используемых для формирования знака (число строк на знак, элементов в строке на знак и т. д.); форма символов и длина алфавита символов, используемых при формировании ТИ; число цветов и их спектральные характеристики при визуальном кодировании информации цветом; непрерывность линий при воспроизведении геом. фигур, контуров, трасс и т. п., определяемая структурой телевиз. развёртки или числом элементов в дискретном ТИ; число и различимость градаций яркости, используемых для визуального кодирования, и др.

При исследовании ТИ с целью извлечения количественной информации об объектах, явлениях и процессах, протекающих в поле наблюдения, проводятся анализ и обработка ТИ. В большинстве случаев при этом отпадает необходимость исходить при оценке качества изображений из свойств зрительной системы человека. Типичными параметрами ТИ, используемыми при их анализе и обработке, являются: гистограмма распределения яркости элементов изображения (прямая или нормированная к общему числу элементов); площадь объектов при их классификации; текстура — пространственная организация элементов в пределах конечного участка изображения, описываемая определ. статистич. характеристиками распределения яркости или цветности; корреляц. характеристики изображений, в т. ч. межстрочная и межкадровая корреляция.

Телевизионные системы и устройства. Комплекс вещательной ТС включает в себя (рис. 2) программные телецентры разл. уровня (*1*, *7*, *9*), наземные пункты спутниковой связи (*2*, *5*, *6*), радиорелейные линии прямой видимости (*8*) и кабельные магистрали (*12*), спутники связи (*3*, *4*), телепередатчики, ретранслирующие сигналы программных телецентров на границах зоны уверенного приёма (*10*), аппаратуру кабельного телевидения (*11*), индивидуальные спутниковые приёмники (*13*). Связь между ТС разл. государств (Интервидение, Евровидение) осуществляется через международные радиорелейные линии, а также через спутники связи («Молния», «Интелсат», «Горизонт» и др).

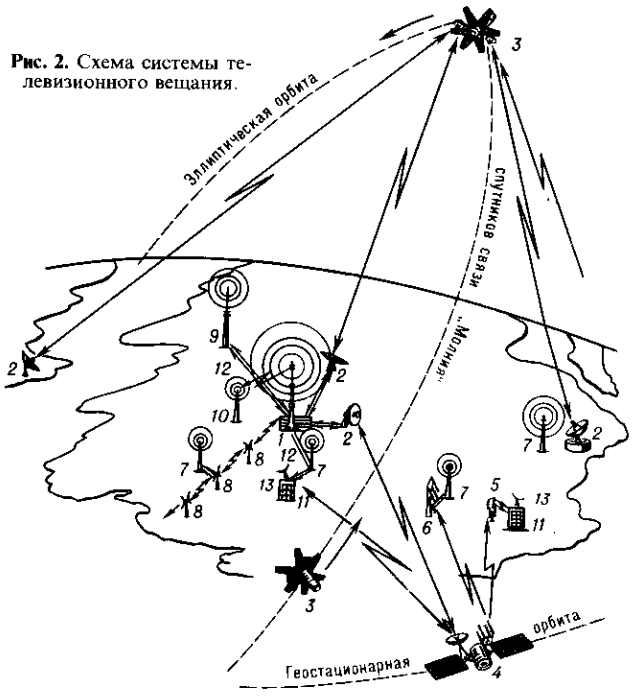


Рис. 2. Схема системы телевизионного вещания.

Для обеспечения телевещанием в России используют космич. ретрансляторы 2 типов — на эллиптич. орбитах (с апогеем 40 тыс. км и перигеем 500 км; тип «Молния») и на геостационарной орбите (в плоскости экватора с высотой ок. 36 тыс. км; тип «Горизонт»). В первом случае для обеспечения непрерывной связи на орбите одноврем. должно находиться неск. спутников, и антенна наземной станции, отслеживая их перемещение, переключается с одного на другой по мере выхода и входа спутников в зону радиовидимости. Спутник 2-го типа находится в определ. точке экваториальной орбиты (без учёта естеств. прецессии), поэтому наземная антенна постоянно направлена на него, приёмные станции значительно проще и дешевле, уровень сигнала стабилен. Недостаток 2-го варианта, с учётом особенностей территории России, — невозможность телевиз. вещания на северные районы, для чего используют спутники 1-го типа.

Программные телецентры и ретрансляторы работают на УКВ в метровом и дециметровом диапазонах. В быв. СССР для телевещания были выделены диапазоны: 48,5÷66 МГц (каналы 1 и 2); 76÷100 МГц (каналы 3, 4 и 5); 174÷230 МГц (каналы 6÷12); 470÷622 МГц (каналы 21÷39); 622÷958 МГц (каналы 40÷81, в т. ч. каналы 52÷54 для линии «Космос» — «Земля» стационарных спутников); для линий спутниковой связи, используемых также для передачи многоканальных телефонных сообщений, цифровой информации, телеграфных и фототелеграфных сигналов, были отведены диапазоны: 620÷790 МГц; 3,4÷8,4 ГГц; 11,7÷12,5 ГГц; 40,5÷42,5 ГГц; 84÷86 ГГц; для линий подачи сигналов телепрограмм на спутниковые ретрансляторы были выделены полосы (ГГц): 10,7÷11,7;

14,0 ÷ 14,5; 14,5 ÷ 14,8; 17,3 ÷ 18,1; диапазоны частот выше 15 ГГц находятся на стадии освоения.

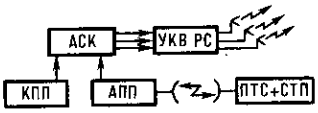


Рис. 3. Структурная схема программного телевизионного центра.

Структурная схема программного телецентра (рис. 3) включает комплексы: аппаратно-студийный (АСК), консервации и подготовки программ (КПП), передвижных телестанций (ПТС) и стационарных трансляц. пунктов (СТП), аппаратной приёма программ от ПТС и СТП (АПП) и УКВ-радиостанций (УКВРС).

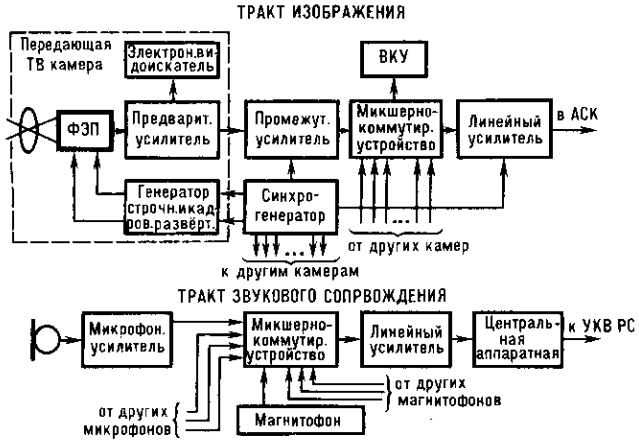


Рис. 4. Структурная схема передающей части монохромной системы вещательного телевидения.

Тракт вещательного Т. имеет отд. тракты передачи изображения и звукового сопровождения. На рис. 4 приведена упрощённая структурная схема передающей части монохромной системы вещательного Т. Сигнал изображения от передающей трубки предварительно усиливается непосредственно в телекамере, затем в промежуточном и линейном усилителях осуществляется обработка сигнала (противошумовая, апертурная и γ-коррекция, восстановление постоянной составляющей), а также формируется полный телесигнал. В микшерно-коммутирующем устройстве осуществляются формирование программы, выбор передающей камеры (или видеомагнитофона), смешение (вытеснение) изображений. С выхода линейного усилителя видеосигнал поступает в центр. аппаратную и далее на радиопередатчик. Сигнал звукового сопровождения в вещательном Т. России передаётся на несущей, расположенной выше несущей изображения на 6,5 МГц и модулированной по частоте.

Для передачи цветовой информации могут быть использованы сигналы трёх цветоделённых изображений (E_R, E_G, E_B), пропорциональные яркостям красного, зелёного и синего цветов соответственно. Однако в связи с необходимостью выполнения условий совместимости вещательных систем чёрно-белого и цветного Т. и сокращения полосы, требуемой для передачи трёх сигналов, в совр. системах цветного Т. формируются и транслируются яркостный (чёрно-белый) и цветоразностные сигналы.

Требование совместимости включает три условия: прямую совместимость — возможность нормального приёма цветных передач на приёмники чёрно-белого Т.; обратную совместимость — возможность нормального приёма чёрно-белых передач на приёмники также и цветного Т.; профессиональную совместимость — равенство полос пропускания в каналах связи цветной и чёрно-белой систем Т. Передача и приём яркостного сигнала, соответствующего стандарту на чёрно-белом Т., обеспечивают выполнение первых двух условий, а цветоразностные сигналы допускают относительно более узкополосную передачу цветовой информации и, как следствие этого, возможность уплотнения спектра сигнала и выполнение 3-го условия. Сигнал яркости в совместимых системах

$$E_Y = 0{,}299E_R + 0{,}587E_G + 0{,}114E_B \qquad (1)$$

определяется суммой прошедших предварительную γ-коррекцию сигналов трёх цветоделённых изображений с весовыми коэф., равными яркостным коэф. соответствующих цветов. В отечеств. системе вещательного цветного Т. используют цветоразностные сигналы

$$E_{R-Y} = E_R - E_Y = +0{,}701E_R - 0{,}587E_G - 0{,}114E_B, \qquad (2)$$
$$E_{B\ Y} = E_B - E_Y = -0{,}299E_R - 0{,}587E_G + 0{,}886E_B,$$

численно определяемые разностью сигналов соответствующих цветоделённых изображений и яркостного сигнала; третий цветоразностный сигнал

$$E_{G-Y} = E_G - E_Y = -0{,}299E_R + 0{,}413E_G - 0{,}114E_B$$

по каналу связи не передаётся. Он определяется матрицированием в приёмнике из принятых по каналу связи сигналов:

$$E_{G-Y} = -\frac{0{,}299}{0{,}587}E_{R\ Y} - \frac{0{,}114}{0{,}587}E_{B-Y}. \qquad (3)$$

Цветоразностные сигналы обладают рядом особенностей: 1) при равносигнальной передаче белого цвета ($E_R = E_G = E_B$) цветоразностные сигналы в белом $E_{R-Y} = E_{G-Y} = E_{B\ Y} = 0$; 2) макс. значения цветоразностных сигналов $0 \leqslant |E_{R-Y}| \leqslant 0{,}701$, $0 \leqslant |E_{G-Y}| \leqslant 0{,}413$, $0 \leqslant |E_{B-Y}| \leqslant 0{,}886$ меньше макс. значений сигналов цветоделённых изображений $0 \leqslant E_R \leqslant 1$, $0 \leqslant E_G \leqslant 1$, $0 \leqslant E_B \leqslant 1$; 3) ср. размах цветоразностных сигналов существенно меньше максимального, поскольку насыщение цвета в изображениях встречается относительно редко; 4) цветоразностные сигналы (с учётом особенностей цветового зрения человека) могут быть переданы в более узких полосах частот по сравнению с сигналами изменения яркости цветоделённых изображений, при этом важно, что полосы сигналов (2) могут быть сокращены примерно в одинаковой степени; 5) сигналы (2) удобны для использования в приёмнике, сигналы цветоделённых изображений формируются суммированием цветоразностных сигналов с яркостным, что может быть реализовано непосредственно на электродах цветного *кинескопа*.

Условия совместимости путём передачи яркостного и цветоразностных сигналов реализованы в мире в 3 стандартных системах цветного Т.— NTSC, PAL, SECAM. Системы отличаются друг от друга способами модуляции цветовой поднесущей, видом цветоразностных сигналов и очерёдностью их передачи. Система NTSC (National Television System Committee) разработана в США, её стандарт принят в 1953, используется в 32 странах (США, Япония, Канада, Мексика, Южная Корея и ряд стран Южной Америки). Разработанная в ФРГ система PAL (Phase Alternation Line, со строчнопеременной фазой) и сов.-франц. система SECAM (Sequentiel couleur a memoire, последовательная цветная с памятью) стандартизованы и приняты в эксплуатацию в 1967. 6 модификаций PAL используются в 63 странах мира (ФРГ, Великобритания, Китай, Индия, Австрия и др.), 4 модификации SECAM эксплуатируются более чем в 41 стране (страны быв. СССР, Франция, страны Восточной Европы, Египет, Иран, Ирак, Греция, Нигерия и др.).

На рис. 5 представлена схема формирования видеосигнала в передающей части тракта системы SECAM. Цветная телекамера содержит три передающие трубки, изображение на к-рые поступает с объектива через дихроич. цветоизбират. (интерференц.) зеркала. В разл. вариантах цветных камер могут устанавливаться 4 трубки. В этом случае 4-я трубка служит для прямого формирования яркостного (чёрно-белого) сигнала. Используют камеры и с многосигнальными видиконами.

ного гетеродина приёмника. Т. к. сигнал звукового сопровождения модулирован по частоте, а сигнал изображения — по амплитуде, в канале звука необходимо иметь ограничитель, устраняющий паразитную амплитудную модуляцию.

Помимо трактов изображения и звука телеприёмник содержит блок формирования развёрток. Для управления развёртками с видеодетектора полный видеосигнал поступает на селектор, выделяющий и разделяющий сигналы синхронизации кадровой и строчной частоты.

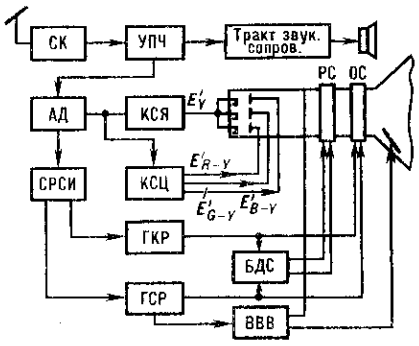
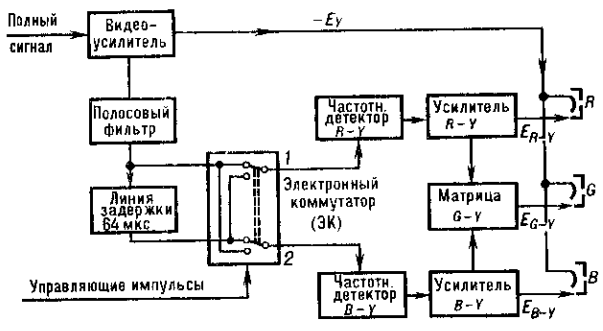


Рис. 9. Упрощённая функциональная схема цветного телевизионного приёмника.

В цветном телеприёмнике (рис. 9) после видеодетектора видеосигнал распределяется по двум каналам — каналу сигнала яркости (КСЯ) и каналу сигналов цветности (КСЦ). Совместимый сигнал яркости E'_Y с выхода КСЯ поступает одновременно на все три катода кинескопа, а цветоразностные сигналы E'_{R-Y}, E'_{B-Y}, E'_{G-Y} с выхода КСЦ подаются на модуляторы соответствующих прожекторов. Работа электронного коммутатора совместно с линией задержки в цветном телеприёмнике системы SECAM, необходимых для восстановления непрерывной последовательности цветовых сигналов, передаваемых через строку, поясняется на рис. 10. В приёмниках с обычным масочным кинескопом импульсы строчной и кадровой развёртки поступают также на блок динамич. сведения (БДС), где преобразуются в токи пилообразно-параболич. формы, подаваемые на регулятор сведения (РС). В телеприёмниках с трубками с самосведением БДС отсутствует.



а



б

Рис. 10. Функциональная схема формирования сигналов цветности (*а*) и виды сигналов цветности (*б*) в приёмнике системы SECAM.

По характеру решаемых задач ТС могут быть разделены на группы: системы наблюдения, контроля и обучения; системы обнаружения и визуализации; системы анализа и обработки изображений. Существуют и др. классификации ТС: по области применения (космические, медицинские, учебные и др.), по параметрам разложения и светотехн. характеристикам (малокадровые, скоростные, спектрозональные, высокой чёткости и др.); по типам каналов связи (замкнутые и открытые); по виду используемых фотоэлектрич. преобразователей (эл.-механич., электронные, рентгеночувствительные и др.); по методу получения цветных изображений (последовательные и одновременные).

К числу систем наблюдения и контроля относятся ТС космич. аппаратов (КА). Их можно разделить на три группы: 1) ТС для передачи на борт и с борта телеинформации на вещательном стандарте; 2) узкополосные ТС для передачи изображений космич. объектов и поверхности Земли с движущихся КА; 3) ТС для передачи неподвижных изображений. Первые по принципам реализации практически не отличаются от наземной вещательной чёрно-белой и цветной аппаратуры, за исключением того, что при проектировании должны учитываться особые требования по надёжности, возможностям работы в широком диапазоне темп-р, в т. ч. и в открытом космосе, по минимизации массы, габаритов, энергопотребления, по эл.-магн. совместимости с др. системами КА. Кроме того, требуется высокая помехоустойчивость канала связи, что обеспечивается оптимизацией системы кодирования телесигнала.

ТС 2-го вида действует в малокадровом режиме, т. е. передающая камера работает с циклом, время к-рого $T_ц$ устанавливается равным времени смены смыслового содержания в наблюдаемом изображении (с нек-рым перекрытием кадров). Благодаря тому что малокадровые системы при проведении маршрутной съёмки (в процессе пролёта КА над изучаемым районом Земли или космич. объекта) имеют раздельные циклы экспозиции $T_э$, считывания информации $T_{сч}$ и стирания и подготовки мишени $T_с$, удаётся пропорционально отношению $T_ц/T_э$ уменьшить полосу частот канала связи. Этот выигрыш в системах с высокой разрешающей способностью оказывается более 1000 раз, что позволяет решить проблему увеличения дальности телепередачи с КА. В ТС 2-го вида для этих целей используются также передающие устройства с бортовыми регистрирующими (запоминающими) средами и с разделёнными этапами фиксации и передачи изображений (напр., фототелекамеры).

ТС 3-го вида могут быть построены на основе оптико-механич. или электронных камер; достоинствами первых являются их предельная простота, высокая равномерность фона изображения, малый уровень нелинейности и геом. искажений, линейность световой характеристики, позволяющая обеспечить фотометрич. измерения в любой части спектра излучения.

В ТС 2-го и 3-го видов широко используют также методы сжатия спектра телесигнала путём исключения статистич. избыточности.

В группу ТС наблюдения, контроля и обучения входят многочисл. варианты систем учебного Т., обеспечивающие передачу изображений в аудитории по запросу обучаемого или преподавателя либо в соответствии с заранее записанной программой с диапроекторов, видеомагнитофонов, передачу с телекамер реальных сюжетов (хирургич. операций, физ. опытов, изображений с микроскопов и т. п.). Благодаря возможности увеличения ТИ подобные системы применяются в эндоскопии, исследовании микроструктур и в микроэлектронной технологии, а также на пром. предприятиях, транспорте, в авиации. Как правило, эти системы строятся на базе техники вещательного Т. в сочетании со специализир. оптич. устройствами. Воспроизведе-

ного гетеродина приёмника. Т. к. сигнал звукового сопровождения модулирован по частоте, а сигнал изображения — по амплитуде, в канале звука необходимо иметь ограничитель, устраняющий паразитную амплитудную модуляцию.

Помимо трактов изображения и звука телеприёмник содержит блок формирования развёрток. Для управления развёртками с видеодетектора полный видеосигнал поступает на селектор, выделяющий и разделяющий сигналы синхронизации кадровой и строчной частоты.

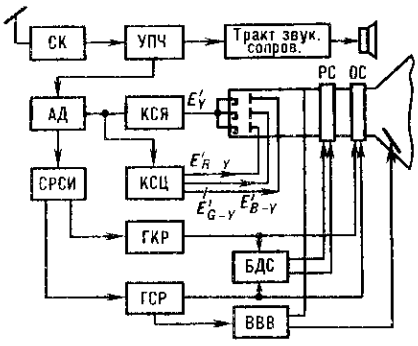
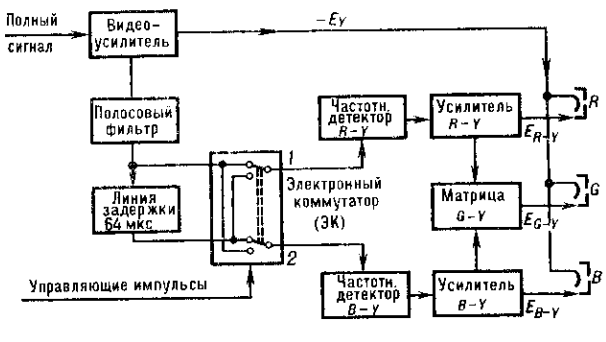


Рис. 9. Упрощённая функциональная схема цветного телевизионного приёмника.

В цветном телеприёмнике (рис. 9) после видеодетектора видеосигнал распределяется по двум каналам — каналу сигнала яркости (КСЯ) и каналу сигналов цветности (КСЦ). Совместимый сигнал яркости E'_Y с выхода КСЯ поступает одновременно на все три катода кинескопа, а цветоразностные сигналы E'_{R-Y}, E'_{B-Y}, E'_{G-Y} с выхода КСЦ подаются на модуляторы соответствующих прожекторов. Работа электронного коммутатора совместно с линией задержки в цветном телеприёмнике системы SECAM, необходимых для восстановления непрерывной последовательности цветовых сигналов, передаваемых через строку,



а



б

Рис. 10. Функциональная схема формирования сигналов цветности (*а*) и виды сигналов цветности (*б*) в приёмнике системы SECAM.

поясняется на рис. 10. В приёмниках с обычным масочным кинескопом импульсы строчной и кадровой развёртки поступают также на блок динамич. сведения (БДС), где преобразуются в токи пилообразно-параболич. формы, подаваемые на регулятор сведения (РС). В телеприёмниках с трубками с самосведением БДС отсутствует.

По характеру решаемых задач ТС могут быть разделены на группы: системы наблюдения, контроля и обучения; системы обнаружения и визуализации; системы анализа и обработки изображений. Существуют и др. классификации ТС: по области применения (космические, медицинские, учебные и др.), по параметрам разложения и светотехн. характеристикам (малокадровые, скоростные, спектрозональные, высокой чёткости и др.); по типам каналов связи (замкнутые и открытые); по виду используемых фотоэлектрич. преобразователей (эл.-механич., электронные, рентгеночувствительные и др.); по методу получения цветных изображений (последовательные и одновременные).

К числу систем наблюдения и контроля относятся ТС космич. аппаратов (КА). Их можно разделить на три группы: 1) ТС для передачи на борт и с борта телеинформации на вещательном стандарте; 2) узкополосные ТС для передачи изображений космич. объектов и поверхности Земли с движущихся КА; 3) ТС для передачи неподвижных изображений. Первые по принципам реализации практически не отличаются от наземной вещательной чёрно-белой и цветной аппаратуры, за исключением того, что при проектировании должны учитываться особые требования по надёжности, возможностям работы в широком диапазоне темп-р, в т. ч. и в открытом космосе, по минимизации массы, габаритов, энергопотребления, по эл.-магн. совместимости с др. системами КА. Кроме того, требуется высокая помехоустойчивость канала связи, что обеспечивается оптимизацией системы кодирования телесигнала.

ТС 2-го вида действует в малокадровом режиме, т. е. передающая камера работает с циклом, время к-рого $T_ц$ устанавливается равным времени смены смыслового содержания в наблюдаемом изображении (с нек-рым перекрытием кадров). Благодаря тому что малокадровые системы при проведении маршрутной съёмки (в процессе пролёта КА над изучаемым районом Земли или космич. объекта) имеют раздельные циклы экспозиции $T_э$, считывания информации $T_{сч}$ и стирания и подготовки мишени $T_с$, удаётся пропорционально отношению $T_ц/T_э$ уменьшить полосу частот канала связи. Этот выигрыш в системах с высокой разрешающей способностью оказывается более 1000 раз, что позволяет решить проблему увеличения дальности телепередачи с КА. В ТС 2-го вида для этих целей используются также передающие устройства с бортовыми регистрирующими (запоминающими) средами и с разделёнными этапами фиксации и передачи изображений (напр., фототелекамеры).

ТС 3-го вида могут быть построены на основе оптико-механич. или электронных камер; достоинствами первых являются их предельная простота, высокая равномерность фона изображения, малый уровень нелинейности и геом. искажений, линейность световой характеристики, позволяющая обеспечить фотометрич. измерения в любой части спектра излучения.

В ТС 2-го и 3-го видов широко используют также методы сжатия спектра телесигнала путём исключения статистич. избыточности.

В группу ТС наблюдения, контроля и обучения входят многочисл. варианты систем учебного Т., обеспечивающие передачу изображений в аудитории по запросу обучаемого или преподавателя либо в соответствии с заранее записанной программой с диапроекторов, видеомагнитофонов, передачу с телекамер реальных сюжетов (хирургич. операций, физ. опытов, изображений с микроскопов и т. п.). Благодаря возможности увеличения ТИ подобные системы применяются в эндоскопии, исследовании микроструктур и в микроэлектронной технологии, а также на пром. предприятиях, транспорте, в авиации. Как правило, эти системы строятся на базе техники вещательного Т. в сочетании со специализир. оптич. устройствами. Воспроизведе-

ние изображений осуществляется и на электронно-лучевых трубках прямого видения, и на проекц. установках с большими экранами.

Системы обнаружения и визуализации находят применение в дефектоскопии, устройствах ориентации летат. аппаратов, медицинской диагностике и др. областях. Телепреобразователи рентг. излучения позволяют создать систему с чувствительностью, близкой к предельной, определяемой флуктуациями рентг. квантов на входе устройства. Это, во-первых, приводит к снижению дозы облучения и, во-вторых, значительно улучшает характеристики системы (разрешающую способность, контрастную чувствительность, освещённость рабочего места врача и т. д.). Одноврем. применение видеозаписи существенно расширяет возможности диагностики и исследований полученных изображений. Наиб. распространение получили рентгеноскопич. системы с *электронно-оптическими преобразователями*. Широко применяют телесистемы, чувствительные в ИК-области. Сформировалось отд. направление в этой технике — тепловидение, используемое в дефектоскопии, в технол. процессах изготовления и контроля микросхем и электрорадиоэлементов, в воен. технике.

Системы анализа и обработки изображений применяются при изучении природных ресурсов Земли из космоса, управлении движущимися объектами, распознавании образов, количеств. оценке параметров объектов. Измерение геом. характеристик объектов (координат, длин прямолинейных и криволинейных отрезков, площадей) связано с необходимостью фиксации оптич. плотности или яркости фрагментов исследуемых изображений относительно временных и амплитудных характеристик сигналов изображения. При измерении топологич. характеристик (число объектов в заданном поле сканирования, связанность и соответствующее число одно-, двух-, трёхсвязных и т. д. объектов, число пересечений и др.) могут быть выявлены элементы изображений по признаку превышения заданного порога яркости (формируются изоденсы — линии равной яркости), по признаку разной цветности и пр. Большинство известных методов счёта объектов основано на использовании принципа распознавания сигнала «первой встречи» разлагающего элемента с объектом и автоматич. счёта этих сигналов, для чего служат *памяти устройства* с ёмкостью, соответствующей числу элементов в строке.

Измерение динамич. характеристик (скорости перемещения объектов в поле изображения, направления перемещения и траектории, распределения скоростей в потоках движущихся объектов, динамики изменения размеров фрагментов, изменения окраски объектов и др.) в большинстве случаев основано на корреляц. признаках. В нек-рых ТС этого вида измеряются одновременно корреляц. ф-ция сигнала и его спектральная плотность.

Для измерения цветовых характеристик изображения получают координаты цветности $m = U_1/(U_1+U_2+U_3)$, $n = U_2/(U_1+U_2+U_3)$, к-рые определяются цветоделёнными сигналами U_1, U_2, U_3. Указанная процедура — цветовая фильтрация — реализуется с помощью цифрового фильтра, на выходе к-рого формируется двоичный сигнал $Y_i(t)$, равный 1, если сканируемый участок имеет заданную цветность, и равный 0, если цветовые координаты отличаются от заданных. В процессе такого анализа могут одноврем. решаться задачи анализа геом., топологич. и динамич. характеристик сформированных двоичных изображений.

Перспектива развития Т., в первую очередь,— в переходе от аналоговой к цифровой форме ТС (цифровое Т.). Появление цифрового Т. позволит прежде всего унифицировать оборудование аппаратно-студийного комплекса, что приведёт к отмиранию многочисл. стандартов Т., в т. ч. и цветных, резко повысится качество изображений, появятся новые возможности в технологии телевещания, упростится междунар. обмен телепрограммами, повысится надёжность работы и стабильность параметров аппаратуры, к-рая сможет работать в бесподстроечном режиме, качественно изменится передача ТИ на большие расстояния за счёт минимизации накопления искажений в цифровых линиях связи и применения кодов, обнаруживающих и исправляющих ошибки (см. *Кодирование информации*).

В развитии цифрового Т. естественны два этапа: первый, при к-ром аналоговый сигнал преобразуется в цифровую форму только для его обработки (в АСК, в преобразователе стандартов, в корректорах), для видеозаписи, для передачи по каналам связи, а затем преобразуется снова в аналоговую форму для трансляции существующими телецентрами и приёма существующими телевизорами; второй этап, при к-ром преобразование передаваемого изображения в цифровой сигнал и обратное преобразование производятся непосредственно в преобразователях «свет — сигнал» и «сигнал — свет», т. е. во всех звеньях телевиз. тракта информация передаётся в цифровой форме. Осн. недостаток цифрового Т. — необходимость значительно более широкой полосы частот для цифрового сигнала. Эта проблема решается путём устранения избыточности информации в ТС и использования эфф. методов модуляции.

Ещё одно перспективное направление в развитии Т. — разработка систем телевидения высокой чёткости (ТВЧ). Рассматриваются возможности создания стандартов с 1050, 1125, 1250, 1375 строками в кадре. В СССР в 1960—1964 была разработана и поныне эксплуатируемая система кабельного Т. на 1125 строк, обеспечивающая в 4 раза бо́льшую чёткость изображения по полю, чем в вещательном стандарте. Применяется эксперим. вещательная система с таким же стандартом для передачи цветного Т. Полоса канала яркости 20 МГц, сигнала цветности 7 МГц. Для распределения сигналов ТВЧ намечается использовать волоконно-оптич. линии связи. Целесообразно в ТВЧ изменить соотношения сторон экрана с 4/3 на 16/9, приблизившись к широкоформатному экрану. Значит. сложности встречаются при видеозаписи сигнала ТВЧ, при разработке цветных кинескопов. Перспективны лазерная запись на диски и дискретные воспроизводящие устройства (плоские экраны).

Среди перспективных направлений — ТС на основе голографии. Если создание системы стереотелевидения на разделённых изображениях (напр., правое изображение в одном цвете, левое — в другом) с очками дополнит. цветов теоретически не представляет собой сложности, то запись, передача и воспроизведение информации с точностью до фазы световой волны (что требуется при голографич. системе) — пока не реализованная задача. Для ряда проблем цветного голографич. телевидения ещё не найдены принципиальные решения.

Лит.: Брейтбарт А. Я., Основы телевидения и бильдтелеграфии, М., 1935; Брауде Г. В., Коррекция телевизионных и импульсных сигналов, М., 1967; Брацлавец П. Ф., Росселевич И. А., Хромов Л. И., Космическое телевидение, 2 изд., М., 1973; Новаковский С. В., Стандартные системы цветного телевидения, М., 1976; Цифровое телевидение, под ред. М. И. Кривошеева, М., 1980; Отображение информации в Центре управления космическими полетами, М., 1982; Быков Р. Е., Сигалов В. М., Эйссенгардт Г. А., Телевидение, М., 1988; ГОСТ 7845-79. Система вещательного телевидения. Основные параметры. Методы измерений.

И. И. Литвак.

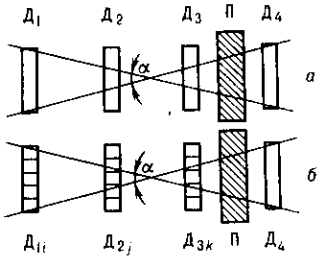
ТЕЛЕГРА́ФНЫЕ УРАВНЕ́НИЯ — ур-ния в частных производных, описывающие процесс распространения эл.-магн. волн в *линиях передачи* (в коаксиальных кабелях, двухпроводных линиях и др.):

$$\frac{\partial V}{\partial x} = -L\frac{\partial I}{\partial t} - RI, \quad \frac{\partial I}{\partial x} = -C\frac{\partial V}{\partial t} - GV.$$

Здесь $V(x, t)$ и $I(x, t)$ — напряжение и ток в линии; L и C — погонные (на единицу длины) индуктивность и ёмкость, зависящие от сечения проводов, расстояния между ними и свойств заполняющей среды; R и G — погонные сопротивление и проводимость, учитывающие токи утечки. Структура эл.-магн. поля в поперечном сечении линии предполагается квазистационарной, что выполняется для волн с длиной, существенно большей поперечных размеров линии. Т. у. приближённо описывают также распространение сигналов в линиях, состоящих из сосредоточенных ёмкостей, индуктивностей и сопротивлений при условии,

что различия величин V и I на соседних звеньях достаточно малы. В идеализированном случае, когда $R=0$, $G=0$, эл.-магн. сигналы распространяются вдоль линии со скоростью $v=1/\sqrt{LC}$ без искажения и затухания. Если L и C зависят от частоты ω, то Т. у. справедливы только для гармоник. волн и записываются для комплексных амплитуд тока I и напряжения V, так что $\partial I/\partial t$ и $\partial V/\partial t$ заменяются соответственно на $i\omega I$ и $i\omega V$.

ТЕЛЕСКО́П СЧЁТЧИКОВ — система включённых по схеме совпадений и антисовпадений *детекторов* частиц, расположение и размеры к-рых определяют направление движения частиц и телесный угол, в к-ром они регистрируются (рис., *а*). Т. с. используют для пространственно-угл. селекции элементарных частиц и ядерных фрагментов, напр. космич. излучения в заданных интервалах зенитного и азимутального углов (см. *Космические лучи*), пучков частиц, генерируемых ускорителем, а также для выделения отд. актов рассеяния, распада и взаимодействия частиц высокой энергии. *Совпадений метод* (и антисовпадений) позволяет отделить «полезный» сигнал, связанный с прохождением нужных частиц через Т. с., от фона, обусловленного посторонними частицами и шумами детектора. Угл. разрешение телескопа α определяется размерами крайних детекторов $Д_1$, $Д_4$.



Пример телескопа (*а*) и годоскопа (*б*) счётчиков, регистрирующих частицы, идущие в угле α и останавливающиеся в поглотителе П. $Д_1$, $Д_2$, $Д_3$ — детекторы совпадений; $Д_4$ — детектор, включённый на антисовпадения; $Д_{1i}$, $Д_{2j}$, $Д_{3k}$ ($i, j, k = 1, 2, \ldots$) — элементы годоскопа; П — поглотитель (фильтр).

Т. с. создают на основе расположенных друг за другом *Гейгера счётчиков*, стримерных (дрейфовых) трубок, а также сцинтилляционных, полупроводниковых, черенковских и др. детекторов. Выходной сигнал Т. с. может служить быстрым *триггером* и использоваться для управления *координатными детекторами* и *трековыми детекторами частиц*, а также системой сбора данных.

Секционирование элементов Т. с., т. е. разбиение их на ячейки меньшего размера, превращает Т. с. в т. н. годоскопы счётчиков (рис., *б*). Отд. ячейки годоскопа образуют самостоятельные Т. с. с лучшим пространственно-угл. разрешением, т. е. выполняют одновременно и ф-ции координатных детекторов. Размеры таких ячеек составляют от неск. $см^2$ (в годоскопах на счётчиках Гейгера и стримерных трубках, в сцинтилляционных и черенковских годоскопах) до 10^{-6}—10^{-5} $см^2$ (в стриповых *полупроводниковых детекторах* и волоконных *сцинтилляционных детекторах*). Соединение годоскопов в линию со специализир. процессором позволяет производить быстрый топологич. и кинематич. анализ событий и формировать триггер высокого уровня.

Телескопы и годоскопы счётчиков являются составной частью спектрометров частиц и *комбинированных систем детекторов*, к-рые применяются в ядерной физике и физике высоких энергий, а также при исследовании космич. излучения.

Лит. см. при ст. *Комбинированные системы детекторов, Ионизационный калориметр.* *Г. И. Мерзон.*

ТЕЛЛУ́Р (лат. Tellurium), Te, — хим. элемент главной подгруппы VI группы периодич. системы элементов Менделеева, ат. номер 52, ат. масса 127,60. В природе представлен 8 изотопами: ^{120}Te (0,096%), ^{122}Te (2,60%), ^{123}Te (0,908%), ^{124}Te (4,816%), ^{125}Te (7,14%), ^{126}Te (18,95%), ^{128}Te (31,69%) и ^{130}Te (33,80%), причём ^{123}Te, ^{128}Te и ^{130}Te слабо радиоактивны ($T_{1/2}$ соответственно ок. $1{,}3\cdot10^{13}$, св. 10^{24} и св. 10^{21} лет). Электронная конфигурация внеш. оболочек $5s^2p^4$. Энергии последоват. ионизации 9,01, 18,6, 28,0, 37,4 и 58,8 эВ. Кристаллохим. радиус атома Т. 0,17 нм, радиусы ионов Te^{2-} 0,211 нм, Te^{4+} 0,089 нм, Te^{6+} 0,056 нм. Значение электроотрицательности 2,1. Работа выхода электронов 4,73 эВ.

В свободном виде может находиться в кристаллич. и аморфном состояниях. Известны две модификации кристаллич. Т.: α-Te и β-Te, темп-ра фазового перехода 348 °С. Компактный α-Te — серебристо-серое вещество с металлич. блеском, решётка гексагональная с параметрами $a=445{,}7$ пм и $c=592{,}9$ пм, плотность 6,272 кг/дм^3, плотность аморфного Т. 6 кг/дм^3, $t_{пл}=449{,}5$ °С, $t_{кип}=989{,}8\pm3{,}8$ °С, теплоёмкость α-Te 25,8 Дж/(моль·К), теплота плавления 17,5 кДж/моль, теплота испарения 51,0 кДж/моль. Темп-ра Дебая 128,8 К. При высоких давлениях Т. переходит в сверхпроводящее состояние, темп-ра перехода $T_c=2{,}05$ К (4,3 ГПа) и 4,25 К (8,4 ГПа). Т. — полупроводник, ширина запрещённой зоны $\Delta E=0{,}32$—0,33 эВ (при 0 К). При темп-рах 20—250 °С для Т. постоянная Холла отрицательна. Уд. электрич. сопротивление 1,6 мОм·м (при 20 °С), температурный коэф. электрич. сопротивления $3{,}79\cdot10^{-3}$ $К^{-1}$ (273—373 К). Коэф. теплового линейного расширения поликристаллич. Te (0,16—0,17)$\cdot10^{-6}$ $К^{-1}$, теплопроводность 1,8 Вт/(м·К) (при 350 К).

Степени окисления Т. +4 и +6, реже +2 и −2. Образует разл. полупроводниковые соединения типа ATe (где A есть Ge или Sn), A_2Te_3 (A есть As или Sb) и др.

Используется как легирующая добавка к чугуну, стали, цветным металлам и сплавам. Термопары Te—Cu и Te—Pt служат для измерения низких темп-р. Находят практич. применение искусств. радионуклиды Т.: ^{121m}Te ($T_{1/2}=154$ сут), ^{121}Te (17 сут), ^{123m}Te (119,7 сут), ^{125m}Te (57,4 сут), ^{127m}Te (109 сут), ^{127}Te (9,35 ч). *С. С. Бердоносов.*

ТЕМБР звука — субъективная, т. е. определяемая на слух, характеристика качества звука, в осн. зависящая от его спектра (см. *Спектр звука*). Оценка звуков по Т. дополняет их характеристику по громкости и высоте звука и позволяет различать между собой звуки разных источников, напр. узнавать звуки определ. музыкальных инструментов. Для оценки Т. имеют значение кол-во и расположение составляющих в спектре и, в частности, наличие устойчивых групп составляющих, наз. формантами. Если в звуке мало обертонов, то Т. оценивается как глухой, пустой, неокрашенный; если сильно выражены первые обертоны — сочный, полный; если сильно выражены высшие составляющие в области 3000—6000 Гц — пронзительный, металлич., резкий, яркий (в противоположность тусклому). Помимо спектра, на оценку Т. звука влияет динамика звука (напр., нарастание и спадание, импульсивность). Музыканты различают в звуке инструментов глубину, бархатистость, певучесть или гнусавость. Системы таких терминов для описания Т. звука не существует, и соответствие между ними и спектральными признаками не всегда установлено. *И. Г. Русаков.*

ТЁМНЫЙ РАЗРЯ́Д — самостоятельный *Таунсенда разряд*.

ТЕМПЕРАТУ́РА (от лат. temperatura — надлежащее смешение, нормальное состояние) — физ. величина, характеризующая состояние термодинамич. равновесия макроскопич. системы. Т. — единственный термодинамич. параметр, к-рый одинаков для всех частей изолированной системы, находящейся в состоянии *равновесия термодинамического*. Если Т. тел различны, то при установлении между ними теплового контакта будет происходить обмен энергией (*теплообмен*): тело с большей Т. отдаёт энергию телу с меньшей Т.; при одинаковой Т. теплообмена между телами не происходит. При неизменных внеш. условиях Т. всех тел системы выравниваются — наступает термодинамич. равновесие (первый постулат, или нулевое нача-

ло термодинамики). Если к.-л. тело A находится в тепловом равновесии с телом C, а тело B также находится в равновесии с телом C, то тела A и B также находятся в состоянии термодинамич. равновесия. Именно поэтому мы можем сравнивать состояния теплового равновесия тел, не приводя их в непосредств. контакт, и ввести понятие Т.: тела A и B имеют одинаковую Т., если каждое из них находится в термодинамич. равновесии с телом C (к-рым может быть, напр., термометр).

В отличие от др. физ. величин, таких, как длина, время и т. д., Т. не аддитивна и для её измерения нельзя ввести к.-л. эталон. Измерение Т. осуществляется на основе тех или иных *уравнений состояния*, связывающих Т. с др. параметрами: объёмом, давлением и др. Такая связь и используется в *термометрах*; в качестве термометрич. тела в них применяются спирт, ртуть или разл. газы и твёрдые тела. Изменение Т. регистрируется по изменениям объёма, давления или электрич. сопротивления термометрич. тела. Установленная, т. о., термометрич. шкала обладает существ. недостатком, т. к. разл. тела ведут себя неодинаково при изменении Т. Однако достаточно разрежённые (идеальные) газы расширяются одинаково при пост. давлении (или меняют давление при пост. объёме). Это позволяет установить *температурную шкалу*, не зависящую от вещества.

В термодинамике в общем случае Т. определяется как производная от внутр. энергии U по энтропии S: $T=\partial U/\partial S$. Такая Т. всегда положительна, и её наз. а б с о л ю т н о й (T) или Т. по термодинамич. температурной шкале. За единицу Т. в *Международной системе единиц* (СИ) принят *кельвин* (К). Часто, особенно в быту, Т. измеряют по шкале Цельсия (t); значение t связано с T равенством

$$t=T-273{,}15\ \text{К}\ (1\ ^\circ\text{C}=1\ \text{К}).$$

Термодинамич. шкала Т. была введена У. Томсоном [W. Thomson (лорд Кельвин, Kelvin)] на основе *Карно теоремы*. Для этой же цели можно воспользоваться любым точным термодинамич. соотношением, в к-рое, кроме Т., входят только экспериментально измеримые величины. Напр.,

$$\left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_T=T\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_V-p \qquad (1)$$

(p — давление, V — объём). Если через τ обозначить к.-л. эмпирич. Т., отсчитываемую по шкале практич. термометра, то $T=T(\tau)$ и задача сводится к нахождению ф-ции $T(\tau)$. Из (1) следует

$$\frac{\partial T}{T}=\left(\frac{\partial p}{\partial \tau}\right)_V\Big/\left(\frac{\partial Q}{\partial V}\right)_\tau d\tau. \qquad (2)$$

В правой части (2) стоят непосредственно измеримые величины: объём V, давление p и кол-во теплоты Q. Таким способом может быть найдена термодинамич. темп-ра T как ф-ция эмпирич. темп-ры τ. Термодинамич. шкала Т. совпадает с температурной шкалой идеального газового термометра, если разности темп-р двух осн. реперных точек приписать одно и то же значение. Температурные диапазоны физ. явлений исключительно широки: практически от абс. нуля Т. (см. *Низкие температуры*) до 10^{11} К и выше (высокие Т.). Абс. нуль Т. принципиально недостижим (вследствие *третьего начала термодинамики*).

В классич. статистич. физике абс. Т. пропорциональна ср. кинетич. энергии тела. На одну степень свободы, согласно теореме Больцмана о равномерном распределении кинетич. энергии по степеням свободы (см. *Равнораспределения закон*), приходится ср. кинетич. энергия $(1/2)kT$. Однако теорема Больцмана не справедлива в том случае, когда приходится учитывать квантовые эффекты. Согласно общему статистич. определению, абс. Т., пропорц. модулю *канонического распределения Гиббса*: $\theta=kT$ (т. е. знаменателю в показателе экспоненты ф-ции распределения).

Строго определённой Т. характеризуется лишь равновесное состояние тел. Существуют, однако, системы, состояние к-рых можно приближённо охарактеризовать несколькими не равными друг другу Т. Напр., в плазме, состоящей из лёгких и тяжёлых заряж. частиц (электронов и ионов), при столкновениях частиц энергия быстро передаётся от лёгких частиц к лёгким и от тяжёлых к тяжелым, но медленно от электронов к ионам и обратно. Если состояния системы электронов и системы ионов близки к равновесным, то можно ввести Т. электронов $T_э$ и Т. ионов $T_и$, не совпадающие между собой.

Понятие Т. применяют также для характеристики неравновесных систем (см. *Термодинамика неравновесных процессов*) путём введения Т., зависящей от координат и времени. В квантовой статистике используют обобщённое понятие Т. Нек-рые квантовые системы могут находиться в возбуждённых состояниях, к-рые формально характеризуются как состояния с отрицат. абс. Т. (см. *Отрицательная температура*). Это не противоречит термодинамике, т. к. последняя строго определяет Т. лишь равновесных состояний. Состояния же с отриц. абс. Т., рассматриваемые в статистич. физике, термодинамически неравновесны.

Лит.: Сивухин Д. В., Общий курс физики, т. 2. Термодинамика и молекулярная физика, М., 1979. *Г. Я. Мякишев.*

ТЕМПЕРАТУ́РА КИПЕ́НИЯ — темп-ра равновесного перехода жидкости в пар при пост. внеш. давлении. Так как *кипение* — фазовый переход 1-го рода, Т. к. является температурой фазового перехода 1-го рода. Ниже приведены Т. к. нек-рых веществ при нормальном внеш. давлении (1013,25 гПа).

Вещество	$T_{кип}$, °С	Вещество	$T_{кип}$, °С
Водород	−252,6	Иод	184,35
Азот	−195,8	Глицерин	290,0
Аргон	−185,7	Серная кислота	ок. 300
Кислород	−182,98	Натрий	882,9
Хлор	− 34,1	Цинк	906
Ацетон	56,24	Алюминий	2500
Метиловый спирт	64,5	Медь	2540
Этиловый спирт	78,4	Железо	2750
Азотная кислота	82,6	Осмий	ок. 5000
		Тантал	ок. 5500

ТЕМПЕРАТУ́РА ПЛАВЛЕ́НИЯ — темп-ра равновесного фазового перехода кристаллич. (твёрдого) вещества в жидкое состояние (плавления) при пост. внеш. давлении. Так как *плавление* — фазовый переход 1-го рода, Т. п. — один из видов темп-ры фазового перехода 1-го рода. Ниже приведены значения Т. п. для нек-рых веществ при нормальном давлении (1013,25 гПа).

Вещество	$T_{пл}$, °С	Вещество	$T_{пл}$, °С
Водород	−259,1	Нитробензол	5,8
Кислород	−218,7	Уксусная кислота	16,7
Азот	−210	Глицерин	17,9
Аргон	−189,3	Цезий	28,4
Этиловый спирт	−114	Нафталин	80,3
Хлор	−101	Натрий	97,8
Метиловый спирт	− 97,9	Иод	113,6
Ацетон	− 95,35	α-Камфора	178,5
Ртуть	− 38,86	Цинк	419,5
Этиленгликоль	− 12,3	Алюминий	660,4
		Медь	1084,5
		Железо	1539
		Вольфрам	3420

ТЕМПЕРАТУ́РНАЯ ШКАЛА́ — способ получения числ. значений темп-ры посредством измерения др. физ. величины, с к-рой темп-ра связана известной зависимостью. Темп-ра t — величина неаддитивная (интенсивная), её в принципе невозможно измерить без использования Т. ш., устанавливающей связь $t(x)$ темп-ры с измеряемой величиной x, наз. т е р м о м е т р и ч е с к и м с в о й с т в о м. Термометрич. свойством может служить электрич. сопротивление металла, тепловое расширение жидкости, магн. восприимчивость парамагнетика и т. д. (см. *Термометр*).

Число возможных Т. ш., различающихся по термометрич. свойству и виду зависимости $t(x)$, может быть неограниченно велико.

При введении зависимости $t(x)$ обычно задают значения темп-р t_1 и t_2 для двух фиксированных (реперных) точек, в к-рых термометрич. свойство принимает значения x_1 и x_2. В Т. ш. Цельсия, Реомюра и Фаренгейта для t_1 принята темп-ра плавления льда со значениями соответственно 0 °С, 0 °R и 32 °F, для t_2 — темп-ра кипения воды при атм. давлении со значениями 100 °С, 80 °R и 212 °F соответственно. Разность $t_2 - t_1$ наз. основным интервалом Т. ш., к-рый определяет величину единицы темп-ры по данной Т. ш. Соотношение для пересчёта значений темп-ры из одной из приведённых шкал в другую имеет вид

$$t\ ^\circ\mathrm{C} = 1{,}25\, t\ ^\circ\mathrm{R} = (5/9)(t\ ^\circ\mathrm{F} - 32\ ^\circ\mathrm{F}).$$

Осн. требование, к-рое, как правило, предъявляется к Т. ш.,— измеренные по ней темп-ры должны совпадать с темп-рами, входящими в ф-лы термодинамики и статистич. физики, служащие основой для теплофиз. расчётов. Такая Т. ш. наз. термодинамической. Она обычно вводится посредством цикла Карно, в к-ром рабочее тело идеальной тепловой машины получает от нагревателя кол-во теплоты Q_1 и отдаёт холодильнику кол-во теплоты Q_2; отношение Q_1/Q_2 и кпд машины $\eta = (Q_1 - Q_2)/Q_2$ оказываются ф-циями только темп-р нагревателя и холодильника, не зависящими ни от природы рабочего тела (*Карно теорема*), ни от Т. ш., по к-рой эти темп-ры измерены. Поэтому при использовании кол-ва теплоты в качестве термометрич. свойства x для получения определ. Т. ш. необходимо задать дополнит. условия как на вид ф-ции $T(x)$, так и на числовые значения термодинамич. темп-ры.

Созданию термодинамич. Т. ш. предшествовало применение газового термометра, градуированного по шкале Цельсия, термометрич. свойством в нём служило давление p_1. При темп-рах t_1 и t_2 термометрич. свойство $x_1 = p_1$ и $x_2 = p_2$, по совр. данным, отношение $p_2/p_1 = 1{,}3661$ и $p = 0$ при $t = -273{,}15$ °С. При построении термодинамич. Т. ш. У. Томсон (лорд Кельвин, 1850) сохранил размер единицы темп-ры таким же, как по Т. ш. Цельсия, положив, что разность темп-р кипения воды при атм. давлении и плавлении льда также равна 100. Второе допущение, определившее зависимость темп-ры от термометрич. свойства, состояло в том, что отношение кол-ва теплот и темп-р в цикле Карно равно отношению темп-р: $Q_2/Q_1 = T_2/T_1$. В определённой термодинамич. Т. ш. Кельвина наинизшая возможная темп-ра, соответствующая $\eta = 1$ в цикле Карно, имеет значение $T_1 = 0$ (абс. нуль), а в газовом термометре, заполненном идеальным газом, $p = 0$ при $T_1 = 0$. Второй реперной точкой термодинамич. Т. ш., темп-ра по к-рой измеряется в кельвинах (К), служит точка плавления льда при атм. давлении: $T_2 = 273{,}15$ К. Связь значений темп-ры по термодинамич. Т. ш. T(К) и по газовому термометру, градуированному по шкале Цельсия, t °С описывается ф-лой

$$T(\mathrm{K}) = t\ ^\circ\mathrm{C} + 273{,}15\ \mathrm{K}.$$

В США часто пользуются термодинамич. Т. ш. Ранкина, в к-рой размер единицы темп-ры выбран таким же, как по Т. ш. Фаренгейта; значения темп-р по шкале Кельвина и по шкале Ранкина T(R) связаны соотношением $T(\mathrm{K}) = 5/9\ T(\mathrm{R})$. Термодинамич. шкала может быть также введена согласно *второму началу термодинамики*; можно строго доказать, что темп-ра T, определяемая в этом случае как производная от энергии $\mathscr{E}$ по энтропии S: $T = d\mathscr{E}/dS$, совпадает с темп-рой, введённой посредством цикла Карно.

При измерении темп-ры по термодинамич. Т. ш. на практике применяют, как правило, не цикл Карно, а одно из строгих следствий второго начала термодинамики, связывающих удобно измеряемое термометрич. свойство с термодинамич. темп-рой: законы идеального газа, законы излучения *абсолютно чёрного тела*, *Кюри закон* для идеального парамагнетика, *Найквиста формулу* для тепловых флуктуаций напряжения на электрич. сопротивлении и т. д. Термометры, для к-рых $T(x)$ получена из этих соотношений, часто наз. первичными. В интервале темп-р 3—400 К наиб. высокую точность измерения обеспечивает газовый термометр, а в интервале 400—1330 К — радиац. термометр. Первичные термометры высокой точности представляют собой, как правило, громоздкие устройства, непригодные для практич. измерений. Их назначение — передать термодинамич. Т. ш. удобным чувствительным и стабильным вторичным термометрам. Поскольку для термометрич. свойства вторичного термометра, напр. электрич. сопротивления металла, нельзя заранее найти точную зависимость $T(x)$, его градуируют по термодинамич. Т. ш. в числе точек, достаточном для получения всей градуировочной кривой. Такая процедура очень трудоёмка, когда число градуируемых вторичных термометров велико. Если, однако, температурные зависимости однотипных вторичных термометров слабо отличаются друг от друга, что имеет место при использовании в термометрах сопротивления платины высокой чистоты, то процедура сильно упрощается. В этом случае измеряется и рассчитывается предельно точная стандартная зависимость электрич. сопротивления одного термометра от T, а малые поправки для градуировочных кривых остальных термометров вычисляют по результатам измерений их сопротивлений в небольшом числе реперных точек, темп-ры к-рых по термодинамич. Т. ш. определены заранее.

Описанный способ градуировки термометров лежит в основе международной Т. ш., к-рая воспроизводит темпры по термодинамич. Т. ш. с мин. отклонениями от последней. Важное преимущество междунар. Т. ш.— её независимость от конкретного термометра — носителя шкалы.

В 1990 Международный комитет по мерам и весам принял новую международную температурную шкалу МТШ-90, основанную на наиб. точных измерениях термодинамич. темп-р. Темп-ры осн. реперных точек МТШ-90 приведены в табл. В диапазоне от своего ниж. предела,

Температуры основных реперных точек МТШ-90

Температура, К	Вещество	Тип точки
от 0,65 до 5	He-3, He-4	$p_s(T)$
13,8033	H_2	т. т.
17	H_2 или He	$p_s(T)$ или г. т.
20,3	H_2 или He	$p_s(T)$ или г. т.
24,5561	Ne	т. т.
54,3584	O_2	т. т.
83,8058	Ar	т. т.
234,3156	Hg	т. т.
273,16	H_2O	т. т.
302,9146	Ga	т. пл.
429,7485	In	т. з.
505,078	Sn	т. з.
692,677	Zn	т. з.
933,473	Al	т. з.
1234,93	Ag	т. з.

p_s, T — температура и давление насыщенных паров; т. т.— тройная точка; г. т.— газовый термометр; т. пл.— точка плавления; т. з.— точка затвердевания.

равного 0,65 К, и до 5 К МТШ-90 воспроизводится по давлению насыщенных паров гелия. В интервале 3—13,8 К используется газовый термометр, а в интервале 13,8—24,5 К допускается применение как газового термометра, так и платинового термометра сопротивления. Выше 24,5 К и вплоть до 1235 К МТШ-90 воспроизводится платиновым термометром, а при более высоких темп-рах — радиационным *пирометром*, измеряющим отношение спектральных плотностей светового потока абсолютно чёрных тел согласно *Планка закону излучения*.

В области темп-р ниже 0,65 К чаще других применяют Т. ш., основанные на законе Кюри для магн. восприимчивости электронных и ядерных парамагнетиков, флуктуациях напряжений на электрич. сопротивлении, а также на

температурной зависимости давления в точке плавления гелия-3. Для градуировки этих и др. термометров обычно используют темп-ры перехода в сверхпроводящее состояние нек-рых металлов и интерметаллич. соединений, из к-рых самую низкую темп-ру имеет переход в вольфраме (15,5 мК), а также темп-ры перехода жидкого гелия-3 в сверхтекучее состояние (2,75 мК), перехода его во вторую сверхтекучую фазу (2,18 мК) и переход твёрдого гелия-3 в антиферромагн. состояние (1,1 мК). См. также *Низкие температуры*.

Лит.: Кричевский И. Р., Понятия и основы термодинамики, 2 изд., М., 1970; Куинн Т., Температура, пер. с англ., М., 1985.

Д. Н. Астров.

ТЕМПЕРАТУ́РНОЕ ИЗЛУЧЕ́НИЕ — см. *Тепловое излучение*.

ТЕМПЕРАТУ́РНЫЕ ВО́ЛНЫ — периодич. изменения распределения темп-ры в среде, связанные с периодич. колебаниями плотности тепловых потоков, поступающих в среду. Т. в. испытывают сильное затухание при распространении, для них характерна значит. дисперсия — зависимость скорости распространения от частоты Т. в. Обычно коэф. затухания Т. в. приближённо равен $2\pi/\lambda$, где λ — длина Т. в. Для монохроматич. плоской Т. в., распространяющейся вдоль теплоизолированного стержня пост. поперечного сечения, λ связана с периодом колебаний τ и коэф. температуропроводности $\varkappa$ соотношением: $\lambda = 2\sqrt{\pi\varkappa\tau}$; при этом скорость перемещения гребней волны $v = 4\pi\varkappa/\lambda = \sqrt{4\pi\varkappa/\tau}$. Т. о., чем меньше период колебаний (меньше длина волны), тем Т. в. быстрее распространяются и затухают на меньших расстояниях. За глубину проникновения плоской Т. в. в среду принимают расстояние, на к-ром колебания темп-ры уменьшаются в $e \approx 2{,}7$ раза, равное $\lambda/2\pi = \sqrt{\varkappa\tau/\pi}$, т. е. чем меньше период, тем меньше глубина проникновения Т. в. Напр., глубина проникновения в почву суточных колебаний темп-ры почти в 20 раз меньше глубины проникновения сезонных колебаний. Изучение Т. в. является одним из методов определения температуропроводности, теплоёмкости и др. тепловых характеристик материалов. Метод Т. в. особенно удобен для измерения характеристик чистых веществ при низких темп-рах. Слабо затухающие Т. в. в сверхтекучем жидком He II представляют собой колебания плотности квазичастиц (см. *Сверхтекучесть, Второй звук*).

Лит.: Карслоу Г. С., Егер Д., Теплопроводность твердых тел, пер. с англ., М., 1964.

ТЕМПЕРАТУ́РНЫЕ НАПРЯЖЕ́НИЯ — напряжения, возникающие в теле вследствие различия темп-ры у разл. частей тела и ограничения возможности теплового расширения (или сжатия) со стороны окружающих частей тела или со стороны др. тел, окружающих данное (напр., растягивающие напряжения в натянутом между неподвижными опорами проводе при его охлаждении). Т. н. могут быть причиной разрушения деталей машин, сооружений и конструкций. Для предотвращения таких разрушений используют т. н. температурные компенсаторы (зазоры между рельсами, зазоры между блоками плотины, катки на опорах моста и т. п.).

ТЕМПЕРАТУРОПРОВО́ДНОСТЬ (коэффициент температуропроводности) — параметр, характеризующий скорость изменения темп-ры вещества в нестационарных тепловых процессах; мера теплоинерц. свойств вещества. Численно равна отношению коэф. теплопроводности вещества к произведению его уд. теплоёмкости (при пост. давлении) на плотность; выражается в $м^2/с$.

ТЕМПЕРАТУ́РЫ ВЫСО́КИЕ — 1) темп-ры T, превышающие комнатную темп-ру (> 300 К). Нагрев металлич. проводников электрич. током позволяет достигнуть неск. тыс. К, нагрев в пламени — примерно 5000 К, электрич. разряды в газах — от десятков тыс. до миллионов К, нагрев лазерным лучом — до неск. млн. К, темп-ра в зоне термоядерной реакции может составлять $\sim 10^7$—10^8 К. В момент образования нейтронных звёзд темп-ра в их недрах достигает $\sim 10^{11}$ К, а на нач. стадиях развития Вселенной вещество могло иметь ещё большую темп-ру.

2) Темп-ры, превосходящие нек-рую характеристич. темп-ру, при достижении к-рой происходит качеств. изменение свойств веществ. Так, *Дебая температура* $\Theta_Д$ определяет для каждого вещества температурную границу, выше к-рой не сказываются квантовые эффекты (в этом случае Т. в. $T \gg \Theta_Д$). К таким характеристич. темп-рам можно отнести также *температуры плавления*, разграничивающие области твёрдого и жидкого состояний веществ, критич. темп-ры, определяющие верх. границу сосуществования пара и жидкости, темп-ры, при к-рых начинается диссоциация молекул ($T \sim 10^3$ К) или ионизация атомов ($T \sim 10^4$ К) и т. д. См. также *Экстремальное состояние вещества*.

Э. И. Асиновский.

ТЕМПЕРАТУ́РЫ КОМПОНЕ́НТ ПЛА́ЗМЫ — величины, характеризующие ср. кинетич. энергию компонент плазмы. В термодинамич. равновесии все компоненты имеют единую темп-ру, что соответствует *Максвелла распределению* частиц по скоростям и *Больцмана распределению* по возбуждённым уровням. Большие различия в значениях времён релаксации для разных по массе частиц приводят к тому, что равновесные распределения Максвелла и Больцмана для электронов и тяжёлых частиц устанавливаются гораздо быстрее, чем происходит энергообмен между ними и устанавливается единая темп-ра. Поэтому плазма характеризуется отдельно ионной и электронной темп-рами. Напр., в полностью ионизованной водородной плазме отношение времени установления электронной темп-ры к времени установления ионной и времени их выравнивания есть величины порядка

$$1 : \sqrt{m_i T_i^3/m_e T_e^3} : m_i/m_e \approx 1 : 43 : 1{,}8 \cdot 10^3,$$

т. е. имеется существенное различие времени установления T_i и T_e.

Так как источники и стоки энергии связаны с разными компонентами плазмы, а скорости *переноса процессов* для электронов и ионов отличаются на порядки величины, то значения Т. к. п. T_e и T_i могут сильно отличаться друг от друга. В частично ионизованной плазме обычно T_i совпадает с темп-рой тяжёлых частиц (атомов и молекул). Исключение составляет случай, когда массы тяжёлых частиц сильно различаются. В газовом разряде, напр., осн. источником энергии является джоулев нагрев электронов, затем энергия передаётся тяжёлым частицам и выносится на стенки и электроды. При низких давлениях, когда теплоперенос эффективен, T_e обычно превышает темп-ру нейтральных частиц T_N на два порядка. С ростом давления значения Т. к. п. в разряде сближаются и в пределе устанавливается локальное термодинамич. равновесие, характеризующееся общей темп-рой.

В сильнонеравновесных ситуациях, когда ф-ции распределения компонент сильно отличаются от распределений Максвелла и Больцмана, понятием Т. к. п. также пользуются, вводя его согласно ур-нию

$$3n_\alpha T_\alpha = \int m_\alpha (v - u_\alpha)^2 f_\alpha \, dv,$$

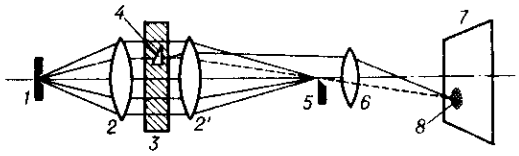
где n_α — концентрация, u_α — ср. скорость, f_α — ф-ция распределения частиц компоненты α. Если имеется значит. анизотропия ф-ций распределения (напр., в магн. поле в режиме редких столкновений), часто вводят понятия продольной $T_{\alpha\parallel}$ и поперечной $T_{\alpha\perp}$ по отношению к выделенному направлению Т. к. п. Однако следует учесть, что если ф-ции распределения сильно отличаются от равновесных, то они дают лишь значения ср. энергии хаотич. движения. Описание состояния плазмы с помощью Т. к. п. часто оказывается недостаточным, и для количеств. выводов обычно необходим кинетич. анализ.

Лит. см. при ст. *Термодинамика низкотемпературной плазмы*.

В. А. Рожанский, Л. Д. Цендин.

ТЕНЕВО́Й МЕ́ТОД — метод обнаружения оптич. неоднородностей в прозрачных преломляющих средах и дефектов отражающих поверхностей (напр., зеркал). Впервые предложен в 1857 Л. Фуко (L. Foucault) для отражающих поверхностей. В 1867 А. Тёплером (A. Toepler) этот метод был усовершенствован при исследовании прозрачных пре-

ломляющих сред. Т. м. наз. также шлирен-методом (от нем. Schliere — оптич. неоднородность, свиль, шлир).



В Т. м. пучок лучей от точечного или щелевого источника света *1* (рис.) линзой или системой линз и зеркал (*2—2'*) направляется через исследуемый объект (*3*) и фокусируется на непрозрачной преграде (*5*) с острой кромкой (на т. н. ноже Фуко), так что изображение источника проецируется на самом краю преграды. Если в исследуемом объекте нет оптич. неоднородностей, то все идущие от него лучи задерживаются преградой. При наличии оптич. неоднородности (*4*) лучи будут рассеиваться ею и часть их, отклонившись, пройдёт выше преграды. Поставив за ней проекционный объектив (*6*) или окуляр, можно на экране (*7*) получить изображение неоднородностей (*8*) или наблюдать их визуально. Иногда вместо точечного источника света и ножа Фуко применяют оптически сопряжённые решётки (*растры*), перекрывающие ход лучам в отсутствие на их пути неоднородностей. Применяются также решётки со щелями в виде цветных светофильтров, позволяющие нагляднее определять характер оптич. неоднородностей. Получение менее контрастной картины зон изменения оптич. плотностей объекта возможно без перекрытия лучей ножом Фуко или решётками. Просвечивание объекта двумя оптич. системами, установленными под углом друг к другу, позволяет получать стереоскопич. картину распределения неоднородностей в объекте.

Т. м. применяют при исследованиях распределения плотности воздушных потоков, образующихся при обтекании моделей в *аэродинамических трубах*, используют для проекции на экран изображений (получаемых в виде оптич. неоднородностей) в *пузырьковых камерах*, в телевиз. системах проекции на большой экран и др.

Лит.: Валюс Н. А., Растровые оптические приборы, М., 1966; Васильев Л. А., Теневые методы, М., 1968. *Н. А. Валюс.*

ТЕНЕ́Й ЭФФЕ́КТ — возникновение характерных минимумов интенсивности (теней) в угл. распределении частиц, вылетающих из узлов кристаллич. решётки. Т. э. был обнаружен в 1964 А. Ф. Тулиновым и независимо Б. Домеем и К. Бьёрквистом. В работах Тулинова тени наблюдались в потоках частиц — продуктов ядерных реакций на кристаллич. мишени, облучённой ускоренными частицами. В опытах Домея и Бьёрквиста источником заряж. частиц были α-радиоакт. ядра, введённые в узлы кристаллич. решётки методом *ионной имплантации*. Все последующие эксперименты проводились по первой схеме.

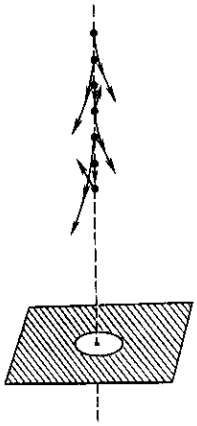


Рис. 1. Образование тени.

Для положительно заряж. частиц (протонов, α-частиц и более тяжёлых ионов), испускаемых из узлов кристаллич. решётки, не все направления в кристалле оказываются доступными. Вылет частиц в направлениях кристаллографич. осей и плоскостей «блокирован» из-за рассеяния их электрич. полем атомных ядер, образующих эти оси или плоскости. В угл. распределении частиц, регистрируемых вне кристалла, наблюдаются минимумы интенсивности — «тени» от кристаллографич. осей и плоскостей (рис. 1). Угл. размеры осевой тени определяются соотношением

$$\psi_0 \approx \sqrt{Z_1 Z_2 e^2 / \mathcal{E} d},$$

где ψ_0 — полуширина тени, $Z_1 e$, $\mathcal{E}$ — заряд и энергия движущейся частицы, $Z_2 e$ — заряд ядра атома кристалла, d — расстояние между соседними атомами вдоль оси. Для протонов с $\mathcal{E} \sim 1$ МэВ величина $\psi_0 \sim 1°$. Интенсивность частиц в центре тени для бездефектного кристалла примерно в 100 раз меньше, чем на периферии (рис. 2).

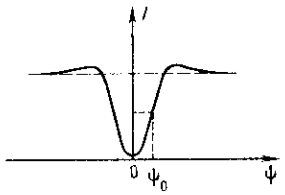


Рис. 2. Угловое распределение частиц, вылетающих из кристалла в области тени.

Т. э. относится к группе т. н. ориентационных явлений, наблюдаемых при облучении кристаллов потоками частиц. Два ориентационных эффекта — *каналирование заряженных частиц* и Т. э. — дополняют друг друга: первый относится к частицам, движущимся в областях кристалла с пониженной плотностью вещества, второй — к частицам, оказавшимся в местах, где плотность вещества максимальна. В экспериментах, связанных с Т. э., определяют вероятность попадания в определённым образом ориентированный детектор частицы, вылетающей из узла решётки, тогда как в экспериментах по каналированию измеряют вероятность попадания ориентированного пучка частиц в ядро атома кристалла.

Т. э. может наблюдаться и в угл. распределении частиц, испытавших резерфордовское рассеяние на большой угол при столкновении с ядрами кристалла. Так как прицельные расстояния, соответствующие рассеянию на большие углы, значительно меньше амплитуды тепловых колебаний атомов в кристаллич. решётке, то можно считать, что рассеянные частицы начинают своё движение практически из узлов решётки. Регистрация угл. распределения рассеянных частиц в большом телесном угле, напр. с помощью *ядерной фотографической эмульсии*, позволяет получить систему теней — ионограмму (рис. 3). Пятна

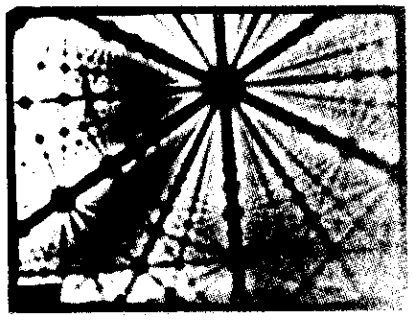


Рис. 3. Ионограмма монокристалла вольфрама.

и линии на ионограмме принципиально отличны от пятен и линий, получаемых при изучении кристаллов дифракц. методами (*рентгенография материалов, электронография, нейтронография*). Из-за малой длины волны де Бройля тяжёлых частиц ($\lambda \sim 10^{-12}$ см для протонов с энергией $\mathcal{E} \sim 1$ МэВ) дифракц. явления практически не оказывают влияния на образование теней. Наблюдаемые пятна и линии являются результатом чисто корпускулярного характера движения частиц в кристалле и соответствуют пересечению с плоскостью фотопластинки кристаллографич. осей и плоскостей. Как следствие этого, элементам ионограммы не свойственны ограничения на разрешающую способность, присущие дифракц. картинам (волновое размытие пятен). Распределение интенсивности частиц в пределах одной тени, осевой или плоскостной, определяется такими факторами, как состав и структура кристалла, вид и энергия частиц, темп-ра кристалла, тип и кол-во дефектов.

Основанный на Т. э. метод ионографии нашёл применение в физике твёрдого тела. Он используется в тех областях исследования, где дифракц. методы неэффективны: изучение структуры тонких монокристаллич. плёнок, послойное исследование структуры кристалла вблизи его поверхности и измерение распределения дефектов и примесных атомов по глубине кристалла без разрушения образца, определение положения примесного атома в ячейке кристалла.

На базе Т. э. разработан метод измерения времён протекания ядерных реакций в диапазоне 10^{-18}—10^{-15} с. При облучении монокристаллич. мишени быстрыми частицами образующаяся составная ядерная система смещается из узла кристаллич. решётки под действием импульса частицы. Продукты реакции испускаются на нек-рых расстояниях от узлов решётки; эти расстояния определяются скоростью составной системы v и временем протекания ядерной реакции τ. При ср. смещении $v\tau > 10^{-9}$ см степень запрета на движение заряж. продуктов реакции в направлении кристаллографич. оси (или плоскости) ослабевает, что отражается на форме тени (рис. 4). По изменению формы тени определяется ср. величина смещения источников частиц и находится время протекания ядерной реакции τ.

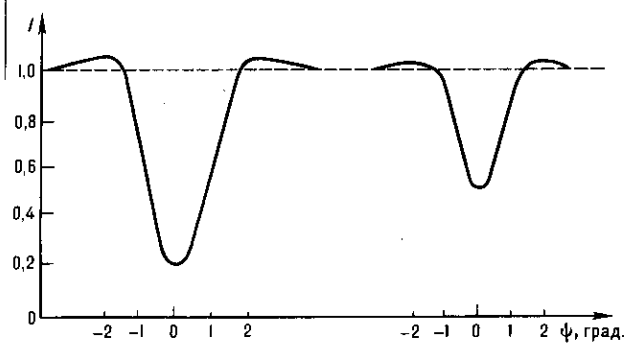


Рис. 4. Схема метода измерения времени протекания ядерных реакций, основанного на эффекте теней: слева — среднее смещение составной ядерной системы из узла кристаллической решётки за время её жизни $v\tau < 10^{-9}$ см; справа — $v\tau > 10^{-9}$ см.

Метод измерения τ на основе Т. э. является прямым: сравнивается время жизни составной ядерной системы с временем пролёта ею межатомного расстояния в кристалле. Отсюда следует его применимость как в случае возбуждения изолированных уровней энергии составной ядерной системы, так и в условиях перекрывающихся уровней. Этим методом исследовались временны́е характеристики процесса деления тяжёлых ядер. Впервые измерена длительность деления возбуждённых ядер урана и *трансурановых элементов* в диапазоне $\tau \sim 10^{-17}$—10^{-16} с. Данные по длительности деления используются для получения информации о высоковозбуждённых состояниях ядер при больших деформациях, соответствующих второй потенц. яме двугорбого барьера деления (см. *Деление ядер*).

Лит.: Тулинов А. Ф., Влияние кристаллической решетки на некоторые атомные и ядерные процессы, «УФН», 1965, т. 87, в. 4, с. 585; Карамян С. А., Меликов Ю. В., Тулинов А. Ф., Об использовании эффекта теней для измерения времени протекания ядерных реакций, «ЭЧАЯ», 1973, т. 4, с. 456; Меликов Ю. В., Тулинов А. Ф., Юминов О. А., Использование эффекта теней при изучении ядерных реакций и деления, в кн.: Итоги науки и техники, сер. Пучки заряженных частиц и твердое тело, т. 1, М., 1990, с. 94.

Ю. В. Меликов.

ТЕНЗОДА́ТЧИК (от лат. tensus — напряжённый и датчик) — механоэлектрич. прибор, преобразующий *деформацию* твёрдого тела, вызванную приложенным к нему механич. напряжением, в электрич. сигнал; представляет собой чувствительный элемент тензометра — прибора, используемого для измерения величины и распределения деформации в твёрдых телах. Принцип работы Т. основан на использовании зависимости физ. свойств твёрдого тела от деформации, напр. *тензорезистивного эффекта*, связанного с изменением электрич. сопротивления металлов или полупроводников в поле внеш. деформации. Высоким значением тензочувствительности K ($K = \Delta\sigma/\sigma\varepsilon$, где σ — уд. электропроводность, $\Delta\sigma$ — изменение уд. электропроводности первичного преобразователя в поле деформации, ε — относительная деформация), при высокой её анизотропии, обладают полупроводники, что определяется преобразованием энергетич. спектра носителей заряда при направленной деформации. В зависимости от уровня легирования кристалла, рабочей темп-ры, типа проводимости, ориентации чувствит. элемента, величины деформации тензочувствительность K полупроводниковых резисторов может изменяться от неск. десятков до неск. сотен. В металлах (сплавах металлов) K мало́ и достигает неск. единиц, однако существенным преимуществом металлич. Т. является более высокая температурная стабильность их параметров. Полупроводниковые Т. характеризуются более сильной температурной зависимостью как уд. сопротивления, так и тензочувствительности резисторов, поэтому применяют высокую степень легирования тензорезисторов чувствительного элемента (вырожденный полупроводник), схемные методы термокомпенсации или стабилизацию темп-ры. Тензорезисторы на основе металлич. сплавов изготавливают из константана, никель-молибденовой фольги, сплавов Fe — Cr — Al, Ni — Cr — Al и др. Разработаны методы изготовления тензорезисторов с помощью тонкоплёночной технологии. Тензорезисторы наносятся на изолирующую подложку, напыляемую непосредственно на исследуемую поверхность. Малая толщина таких тензорезисторов (15—30 мкм) — существенное преимущество при измерениях деформации в динамич. режиме в области высоких темп-р, где измерения деформации представляют собой спец. область исследований. Помимо Т. с тензорезистивными чувствит. элементами в области более высоких темп-р (500—600 °С) используются ёмкостные и индукционные Т., с помощью к-рых измеряют деформации (перемещения) до неск. десятков мм. Как правило, проводят индивидуальную калибровку каждого датчика деформации. Эл.-оптич. тензометры регистрируют с помощью оптич. средств относительные перемещения базовых точек или полос, нанесённых на исследуемый образец. Такие тензометры (на базе лазерной оптики) используются для измерения деформаций при очень высоких темп-рах (более 2500 °С). В случае применения Т. в измерит. системах с использованием вычислит. средств температурная зависимость параметров Т. может быть учтена в процессе машинной обработки данных измерений, что позволяет проводить измерения деформаций в соответствующем диапазоне темп-р (при контроле темп-ры с необходимой точностью) без снижения точности эксперимента. Таким же образом может быть учтена и кажущаяся деформация, к-рая определяется различием значений коэффициентов теплового расширения чувствит. элемента Т. и материала исследуемой конструкции. Принимая во внимание разл. временну́ю стабильность параметров разных типов Т., периодически проводят повторную калибровку чувствит. элементов механоэлектрич. преобразователей.

В. В. Коломоец.

ТЕ́НЗОР — абстрактный объект T, имеющий определ. систему компонент в каждой рассматриваемой системе координат, такой, что при преобразовании координат его компоненты преобразуются по вполне определ. закону. Каждая точка x n-мерного пространства задаётся в выбранной системе координат набором n чисел $(x^1, x^2, ..., x^n)$. Переход от одной системы координат к другой означает преобразование $(x^1, ..., x^n) \to (x'^1, ..., x'^n)$. Будем рассматривать преобразования, обладающие след. свойствами: 1) $x'^i = \varphi^i(x^1, ..., x^n)$, $i = 1, ..., n$, где φ^i — непрерывно дифференцируемые ф-ции, 2) якобиан преобразования, $\det \| \partial x'^k / \partial x^i \| \neq 0$.

Простейшими примерами Т. являются скаляр, к-рый не меняет своего значения при переходе от одной системы координат к другой, и вектор ($\boldsymbol{a}$), характеризующийся в данной системе координат n компонентами $a^1, a^2, ..., a^n$,

а в другой (штрихованной) системе координат компонентами a'^1, a'^2, ..., a'^n, связанными с компонентами в первоначальной системе координат след. образом:

$$a'^i = \sum_{k=1}^{n} \frac{\partial x'^i}{\partial x^k} a^k.$$

Пусть $T^{pq\ldots t}_{jk\ldots m}$ — одна из набора ф-ций от переменных x^1, ..., x^n (число верх. индексов равно r, а число ниж. индексов равно s). Эти n^{r+s} величин являются компонентами Т. ранга (порядка, валентности) $r+s$ при условии, что его компоненты в др. системе координат, x'^1, ..., x'^n, даются след. ф-лой:

$$T'^{pq\ldots t}_{jk\ldots m} = \frac{\partial x'^p}{\partial x^c}\cdots\frac{\partial x'^t}{\partial x^f}\frac{\partial x^d}{\partial x'^j}\cdots\frac{\partial x^g}{\partial x'^m} T^{cb\ldots f}_{df\ldots g} \qquad (1)$$

(все индексы принимают значения от 1 до n). Здесь и далее предполагается, что по встречающимся дважды (один раз внизу и один раз вверху) индексам производится суммирование от 1 до n, причём в производных вида $\partial A/\partial x^k$ индекс k считается нижним. Такой Т. наз. контравариантным ранга r и ковариантным ранга s. Верх. индексы являются контравариантными индексами, а нижние — ковариантными. Если Т. имеет только контравариантные (верх.) индексы, он наз. контравариантным; если он имеет только ковариантные (ниж.) индексы, он наз. ковариантным. Т., имеющий и контравариантные и ковариантные индексы, наз. смешанным. Из (1) видно, что при переходе от одной системы координат к другой компоненты Т. преобразуются линейно и однородно. Если областью определения описанного выше объекта является только одна точка в каждой системе координат, то его обычно наз. просто Т. Если же его область определения — нек-рая область n-мерного пространства, то его наз. тензорным полем. Теория, изучающая тензорные поля, наз. *тензорным анализом*.

Говорить о том, что нек-рая физ. величина является Т. того или иного ранга, можно только, имея в виду определ. *группу* преобразований координат в пространстве, в к-ром эта величина рассматривается. При этом если величину можно считать Т. относительно нек-рой группы преобразований, то она является Т. и относительно любой подгруппы этой группы.

Т. о., Т. ранга 0, т. е. Т., имеющий только одну компоненту с одним и тем же значением во всех координатных системах, является скаляром. Примеры скаляров в физике — масса, темп-ра, заряд, кривизна пространства. Т. ранга 1 является вектором. Примеры векторов в трёхмерном пространстве — скорость, импульс, сила, напряжённости электрич. и магн. полей. Нек-рые Т. ранга 2 также имеют спец. названия в геометрии и в физике: напр., *метрический тензор* в теории римановых пространств и в теории относительности, Т. напряжений (см. *Напряжение механическое*) и Т. *деформаций* в механике сплошной среды, Т. *диэлектрической проницаемости* в электродинамике сплошной среды, *тензор энергии-импульса* в теории относительности, Т. *электромагнитного поля* в электродинамике.

Действия над тензорами. Так как Т. задаются своими компонентами в разл. системах координат, то действия над Т. определяются ф-лами, связывающими в каждой системе координат компоненты результата действия через компоненты Т., над к-рыми производятся действия. Алгебраич. действия над Т. являются обобщением соответствующих действий над векторами и *матрицами*.

а) Сложение и вычитание Т. Суммой двух Т. A и B с компонентами $A^{i_1\ldots i_p}_{j_1\ldots j_q}$ и $B^{i_1\ldots i_p}_{j_1\ldots j_q}$, имеющих одно и то же строение, т. е. одно и то же число контравариантных и ковариантных индексов, наз. Т. S с компонентами

$$S^{i_1\ldots i_p}_{j_1\ldots j_q} = A^{i_1\ldots i_p}_{j_1\ldots j_q} + B^{i_1\ldots i_p}_{j_1\ldots j_q}, \qquad (2)$$

а их разностью — Т. D с компонентами

$$D^{i_1\ldots i_p}_{j_1\ldots j_q} = A^{i_1\ldots i_p}_{j_1\ldots j_q} - B^{i_1\ldots i_p}_{j_1\ldots j_q}. \qquad (3)$$

б) Свёртывание смешанного Т. Свёртыванием смешанного Т. наз. операция приравнивания одного контравариантного индекса нек-рому ковариантному индексу с последующим суммированием по этому индексу. В результате одного свёртывания ранг Т. уменьшается на два. Если число контравариантных индексов совпадает с числом ковариантных индексов, то при полном свёртывании по всем индексам получается инвариант (скаляр).

в) Умножение Т. Произведением (внешним произведением) двух Т. A и B с компонентами $A^{g_1\ldots g_k}_{i_1\ldots i_m}$ и $B^{i_1\ldots i_p}_{j_1\ldots j_q}$ (быть может разл. строения) наз. Т. $C=AB$ с компонентами

$$C^{g_1\ldots g_k i_1\ldots i_p}_{i_1\ldots i_m j_1\ldots j_q} = A^{g_1\ldots g_k}_{i_1\ldots i_m} B^{i_1\ldots i_p}_{j_1\ldots j_q}. \qquad (4)$$

Произведение Т. ассоциативно и дистрибутивно относительно сложения, но, вообще говоря, некоммутативно, т. к. порядок следования индексов в ф-ле (4) является существенным.

Внутренним произведением двух Т. A и B наз. Т., получаемый путём свёртки тензора C [ф-ла (4)] по одному или неск. индексам. В общем случае можно образовать неск. таких внутренних произведений.

Т. наз. ассоциированным с тензором $T^{i_1\ldots i_p}_{j_1\ldots j_q}$, если он может быть получен из него поднимáнием или опусканием нек-рого числа индексов при помощи внутр. произведений вида $g^{i\sigma}\,T^{i_1\ldots i_p}_{j_1\ldots\sigma\ldots j_q}$ или $g_{j\sigma}\,T^{i_1\ldots\sigma\ldots i_p}_{j_1\ldots j_q}$, где g_{ij} — фундаментальный метрический Т., а $g^{ij}=g^{-1}G^{ij}$ $(g=\det\|g_{ik}\|\neq 0,\quad G^{ik}=G^{ki}$ — алгебраич. дополнение g_{ik} в определителе g). Т., ранг к-рого больше единицы, имеет неск. различных ассоциированных Т.

Т., полученные из данного Т. в результате перестановки каких-нибудь верх. (либо ниж.) индексов, наз. изомерами данного Т. Множество изомеров Т. A всегда содержит A. Для всякого Т. контравариантного порядка r и ковариантного порядка s можно получить $r!s!$ изомеров, но, вообще говоря, не все эти Т. будут различными. Если множество изомеров Т. содержит единственный Т. A, то A наз. симметричным Т.

При рассмотрении прямоугольных координат можно не различать ковариантные и контравариантные индексы, т. к. в этом случае метрич. Т. g_{ik} имеет наиб. простой вид (единичная матрица).

Признак тензора. Для того чтобы объект X был Т., необходимо и достаточно, чтобы для каждого Т. A нек-рого определённого фиксированного ранга и типа внешнее произведение XA или какое-нибудь внутреннее произведение объекта X и A было Т. определённого фиксированного ранга и типа.

Лит.: Рашевский П. К., Риманова геометрия и тензорный анализ, 3 изд., М., 1967; Кильчевский Н. А., Элементы тензорного исчисления и его приложения к механике, М., 1954; Схоутен Я.-А., Тензорный анализ для физиков, пер. с англ., М., 1965; Сокольников И., Тензорный анализ. Теория и применения в геометрии и в механике сплошных сред, пер. с англ., М., 1971; Векуа И. Н., Основы тензорного анализа и теории ковариантов, М., 1978.

С. И. Азаков.

ТЕ́НЗОР ИНЕ́РЦИИ — см. в ст. *Момент инерции*.

ТЕ́НЗОР ЭНЕ́РГИИ-И́МПУЛЬСА (ТЭИ) — *тензор* второго ранга, описывающий плотность и поток энергии и импульса полей материи, определяющий взаимодействие этих полей с гравитац. полем. В классич. теории ТЭИ $\theta^{\mu\nu}(x)$ выражается через вариационную производную по метрическому тензору $g_{\mu\nu}(x)$ в точке x пространства-времени от инвариантного относительно замен координат функционала действия S:

$$\theta^{\mu\nu}(x) = \frac{1}{\sqrt{g}}\frac{\delta S}{\delta g_{\mu\nu}(x)}, \qquad (1)$$

где $g(x)=\det\|g_{\mu\nu}(x)\|$, $\mu,\nu=0,1,\ldots,D-1$ (D — размерность пространства-времени). Тензор, определяемый по ф-ле (1), очевидно симметричен. В ур-ниях Эйнштейна ТЭИ входит в качестве внеш. источника гравитац. поля:

$$\frac{1}{8\pi G}\left(R_{\mu\nu}-\frac{1}{2}g_{\mu\nu}R\right)=-\theta_{\mu\nu}(x), \qquad (2)$$

где $R_{\mu\nu}$ — *Риччи тензор*, $R=g^{\mu\nu}R_{\mu\nu}$ — скалярная кривизна (используется система единиц, в к-рой $c=1$).

В плоском пространстве-времени *симметрия* системы относительно сдвигов (или, иначе, существование инвариантного относительно замен координат и зависящего от метрики функционала действия) приводит к локальному сохранению энергии и импульса (см. *Нётер теорема*):

$$\partial_\mu\theta^{\mu\nu}(x)=0, \qquad (3)$$

где $\partial_\mu=\partial/\partial x_\mu$.

Следствием (3) является, в частности, сохранение вектора полных энергии и импульса системы. Величина

$$P^\mu=\int\limits_{t=\text{const}}\theta^{\mu 0}\,dV_t,$$

где dV_t — элемент объёма гиперповерхности пост. времени, не зависит от выбора гиперповерхности, т. е. $dP^\mu/dt=0$.

Для непрерывного распределения материи с плотностью ρ и потоком $\rho u^\mu\sqrt{g}$ ТЭИ даётся выражением

$$\theta^{\mu\nu}=\rho\,u^\mu u^\nu,$$

где u^μ — 4-скорость.

В *квантовой теории поля* в простейших случаях свободного *скалярного поля* (а), свободного фермионного поля (*Дирака поля*) (б) и *Янга — Миллса поля* (в) ТЭИ в стандартных обозначениях имеют вид

а) $$\theta^{\mu\nu}(x)=\partial^\mu\varphi\partial^\nu\varphi-(1/2)g^{\mu\nu}g_{\alpha\beta}\partial^\alpha\varphi\,\partial^\beta\varphi,$$

б) $$\theta^{\mu\nu}(x)=\frac{i}{2}\left[\bar\psi\left(\gamma^\mu\partial^\nu+\gamma^\nu\partial^\mu\right)\psi\right],$$

в) $$\theta^{\mu\nu}(x)=-(G^\mu_\alpha)^a(G^{\alpha\nu})^a+\frac{1}{4}(G^{\alpha\beta})^a(G_{\alpha\beta})^a,$$

где φ — скалярное поле, ψ — фермионное поле и $G^a_{\mu\nu}=\partial_\mu A^a_\nu-\partial_\nu A^a_\mu+f^{abc}A^b_\mu A^c_\nu$ — тензор напряжённости поля Янга — Миллса, принимающего значения в *Ли алгебре* со структурными константами f^{abc}.

Через ТЭИ также выражаются токи, связанные с др. пространственными симметриями. Тензор момента импульса $M^{\alpha\beta}_\mu$ и дилатац. ток D_μ, сохранение к-рых отвечает соответственно симметриям системы относительно глобальных вращений и растяжения, след. образом связаны с ТЭИ (1):

$$M^{\alpha\beta}_\mu=X^\alpha\theta^\beta_\mu-X^\beta\theta^\alpha_\mu,$$

$$D_\mu=X^\alpha\theta_{\alpha\mu}+\frac{\delta S}{\delta q,_\nu}\,g_{\nu\mu}\,d_q\,q,$$

где d_q равно разности между канонич. размерностью (см. в ст. *Аномальная размерность*) и порядком тензорного поля q. Сохранение момента импульса гарантируется симметричностью ТЭИ. Сохранение же дилатац. тока в случае, когда $d_q=0$, эквивалентно условию нулевого следа ТЭИ.

ТЭИ допускает модификации, не нарушающие условия сохранения (3). Модифицированные ТЭИ отличаются на дивергенцию антисимметричного 3-тензора:

$$\tilde\theta^{\mu\nu}=\theta^{\mu\nu}+\partial_\lambda\eta^{\lambda\mu\nu},\quad \eta^{\lambda\mu\nu}=-\eta^{\mu\lambda\nu}. \qquad (4)$$

При условии достаточно быстрого убывания $\eta^{\lambda\mu\nu}$ на бесконечности новый ТЭИ приводит к тому же вектору полных энергии и импульса системы. Модифицированные ТЭИ могут возникать при добавлении к действию членов, исчезающих в плоском пространстве. Примером модифицированного ТЭИ может служить канонич. ТЭИ

$$\theta^{\mu\nu}_{\text{кан}}=\frac{\delta\mathscr{L}}{\delta q,_\mu}\,q,_{\nu'}g^{\nu\nu'}-g^{\mu\nu}\mathscr{L},$$

являющийся сохраняющимся током теории, отвечающим, согласно первой теореме Нётер, симметриям относительно сдвигов в пространстве-времени ($\mathscr{L}$ — лагранжиан теории). Канонич. ТЭИ в общем случае не является симметричным, и его связь с тензором момента импульса не столь проста.

Иногда полезно рассматривать конформный ТЭИ, получающийся из (1) с помощью (4) и удовлетворяющий условию нулевого следа $(0_{\text{конф}})^\mu_\mu=0$. Для полей Янга — Миллса и безмассовых фермионов в размерности $D=4$ конформный ТЭИ совпадает с ТЭИ (1), что связано с *конформной инвариантностью* соответствующих теорий. В случае безмассового скалярного поля в D-мерном пространстве-времени конформный ТЭИ имеет вид

$$\theta^{\mu\nu}_{\text{конф}}=\theta^{\mu\nu}-\frac{1}{4}\frac{D-2}{D-1}\,\partial_\alpha\left(g^{\alpha\nu}\partial^\mu-g^{\mu\nu}\partial^\alpha\right)\varphi^2.$$

С ним связан сохраняющийся дилатац. ток $D^{\text{конф}}_\mu=x^\nu\theta^{\text{конф}}_{\nu\mu}$. Существование конформного ТЭИ означает, что теория может быть сделана конформно инвариантной добавлением к действию членов, исчезающих в плоском пространстве. В случае скалярного поля это достигается след. модификацией функционала действия:

$$\Delta S=\int d^Dx\left[\sqrt{g}\,\frac{(D-2)}{8(D-1)}\,R\varphi^2\right].$$

В присутствии гравитац. поля (в искривлённом пространстве-времени) ТЭИ материи уже не удовлетворяет условию локального сохранения (3). Вместо этого из ур-ний гравитац. поля и тождества Бьянки (см., напр., *Кривизны тензор*) следует ур-ние

$$\nabla_\mu\theta^{\mu\nu}=0, \qquad (5)$$

где ∇_μ — *ковариантная производная*. Отличие (5) от (3) приводит к нарушению сохранения энергии и импульса только полей материи. Полный же ТЭИ материи и гравитации, определяемый согласно (1), равен нулю в силу ур-ний движения

$$\theta^{\mu\nu}_{\text{полн}}=\frac{1}{\sqrt{g}}\,\frac{\delta S_{\text{полн}}}{\delta g_{\mu\nu}}=-\frac{1}{8\pi G}\left(R^{\mu\nu}-\frac{1}{2}g^{\mu\nu}R\right)+\theta^{\mu\nu}=0 \qquad (6)$$

и сохраняется автоматически.

Это свойство является общим для теорий, обладающих локальной симметрией. Согласно второй теореме Нётер, полный ток в таких теориях равен нулю. Более того, оказывается, что невозможно модифицировать гравитац. часть выражения (6) так, чтобы полный ТЭИ был отличен от нуля и удовлетворял бы условиям сохранения (3). Т. о., в присутствии гравитац. поля нет содержательного понятия полного ТЭИ.

В нек-рых спец. случаях оказывается разумным ввести, используя преобразование (4), псевдотензор энергии-импульса гравитац. поля, являющийся тензором только относительно линейных преобразований координат. Так, если материя сосредоточена в ограниченной области пространства и на бесконечности пространство является плоским, симметричный псевдотензор энергии-импульса получается модификацией гравитац. части тензора (6). Напр.,

$$(-g)\,t^{\mu\nu}=\frac{(+g)}{8\pi G}\left(R^{\mu\nu}-\frac{1}{2}g^{\mu\nu}\right)+\partial_\lambda\eta^{\lambda\mu\nu}, \qquad (7)$$

где $\eta^{\lambda\mu\nu}$ даётся след. выражением:

$$\eta^{\lambda\mu\nu}=\partial_\rho\left[\frac{-g}{16\pi G}\left(g^{\lambda\mu}g^{\nu\rho}-g^{\lambda\nu}g^{\mu\rho}\right)\right].$$

Так как $t^{\mu\nu}$ не является тензором, ковариантное понятие плотности энергии и импульса не определено (напр., преобразованиями координат $t^{\mu\nu}$ может быть сделан равным нулю в любой данной точке). Однако вектор полных энергии и импульса системы

$$P^\mu = \int\limits_{t=\text{const}} (\theta^{\mu 0} + t^{\mu 0})\, dV_t = \int\limits_{S^t_\infty} \eta^{\mu i 0}\, dS_i,$$

где S^t_∞ — бесконечно удалённая поверхность, сохраняется во времени и не зависит от выбора координат пространственно-временной «трубки», в к-рой сосредоточена материя. Т. о., псевдотензор (7) определяет разумное понятие полных энергии и импульса. Отметим, однако, что в теории гравитации использование нековариантных объектов типа (7) приносит мало пользы.

В квантовой теории поля ТЭИ становится оператором, генерирующим общекоординатные преобразования. При использовании общековариантной относительно преобразований координат регуляризации (напр., размерной или регуляризации по Паули — Вилларсу), в силу операторного аналога закона сохранения ТЭИ (3), одновременные *перестановочные соотношения* для компонент ТЭИ в квантовой теории не перенормируются (см. *Перенормировки* в КТП) и совпадают по форме с классическими *Пуассона скобками*. В частности, оператор $\theta^{\mu\nu}$ не приобретает аномальных размерностей. В нек-рых случаях, однако, оказывается необходимым использовать регуляризацию, нарушающую общую ковариантность, но сохраняющую другие симметрии теории, напр. киральную или дилатационную, поскольку одновременно сохранить все симметрии на квантовом уровне не удаётся. Примерами могут служить теории киральных фермионов (см. *Киральность*) со спинами 3/2 и 1/2 в пространствах $D=4k+2$ ($k=0, 1, 2, \ldots$) измерений, имеющие гравитац. аномалию (см. *Аномалии* в квантовой теории поля). В этих теориях на квантовом уровне закон сохранения (3) модифицируется, и в перестановочных соотношениях появляются дополнительные слагаемые. Так, для ТЭИ фермионов со спином $s=1/2$ в $D=2$ выполняются след. перестановочные соотношения, отличающиеся от классич. скобок Пуассона членом, содержащим производную третьего порядка:

$$[\theta_{++}(x), \theta_{++}(x')] = [\theta_{++}(x) + \theta_{++}(x')]\, \partial_+ \delta(x-x') + \frac{i}{48\pi}\, \partial_+^3 \delta(x-x'), \qquad (8)$$

где $x_\pm = (x_1 \pm x_2)/\sqrt{2}$ — координаты светового конуса в двумерном пространстве-времени и $\partial_\pm = (\partial_1 \mp \partial_2)/\sqrt{2}$. В теориях, имеющих гравитац. аномалию, возникают трудности при описании их взаимодействия с гравитацией и обычно накладываются условия сокращения аномальных членов в перестановочных соотношениях (8) для полного ТЭИ.

Наиб. часто встречающейся аномалией, связанной с ТЭИ, является аномалия, отвечающая нарушению классич. *масштабной инвариантности*. В перенормированной теории масштабная инвариантность нарушается зависимостью констант связи от точки нормировки, определяемой *бета-функцией* (β). Имеется след. ф-ла для среднего от дивергенции дилатац. тока, равного следу ТЭИ:

$$\langle \partial^\mu D_\mu \rangle = \langle \theta^\mu_\mu \rangle = \sum_i \beta_i(g)\, \frac{\partial \log Z}{\partial g_i}, \qquad (9)$$

где Z — статистич. сумма теории, g_i — константы связи, $\langle\ \rangle$ — символ усреднения по вакууму.

В *квантовой хромодинамике* (9) сводится к утверждению о связи следа ТЭИ и глюонного конденсата:

$$\langle \theta^\mu_\mu \rangle = \frac{1}{2}\, \frac{\beta(g)}{g^2}\, \langle (G_{\lambda\nu})^a\, (G^{\lambda\nu})^a \rangle.$$

Используя изотропность распределения энергии и импульса, можно также связать плотность энергии вакуума в КХД с величиной глюонного конденсата:

$$\varepsilon = \langle \theta^{00} \rangle = \frac{\beta(g)}{8g^2}\, \langle (G_{\lambda\nu})^a\, (G^{\lambda\nu})^a \rangle.$$

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Теория поля, 7 изд., М., 1988; Волошин М. Б., Тер-Мартиросян К. А., Теория калибровочных взаимодействий элементарных частиц, М., 1984; Иниксон К., Зюбер Ж.-Б., Квантовая теория поля, пер. с англ., т. 1—2, М., 1984; Alvarez-Gaume L., Witten E., Gravitational anomalies, "Nucl. Phys. Ser. B.", 1984, v. 234, p. 269. *А. А. Герасимов.*

ТЕНЗОРЕЗИСТИ́ВНЫЙ ЭФФЕ́КТ (пьезосопротивление) — изменение сопротивления (проводимости σ) кристаллов под действием всестороннего сжатия (растяжения) или одноосной деформации. Особенно велик Т. э. в *полупроводниках* (открыт Ч. Смитом в 1947 в Ge и Si [1]), где он связан с изменением энергетич. спектра носителей заряда при деформации, в частности с изменением ширины запрещённой зоны и энергии ионизации *примесных уровней*; с относит. изменением энергии отд. долин в *многодолинных полупроводниках*; с расщеплением дырочных зон, к-рые в отсутствие деформации вырождены; с изменением *эффективной массы* носителей заряда (см. *Зонная теория*). Всё это приводит к изменению концентрации и *подвижности носителей заряда*.

Линейный Т. э. (малые деформации) описывается т. н. тензорами эластосопротивления $m_{\alpha\beta\gamma\delta}$ или пьезосопротивления $\pi_{\alpha\beta\gamma\delta}$, связывающими относит. изменение проводимости $\Delta\sigma/\sigma_0$ (σ_0 — проводимость в отсутствие деформаций) с тензором деформации $u_{\gamma\delta}$ или тензором упругого напряжения $P_{\gamma\delta}$:

$$\frac{\Delta\sigma_{\alpha\beta}}{\sigma_0} = \sum_{\gamma,\delta} m_{\alpha\beta\gamma\delta}\, u_{\gamma\delta} = \sum_{\gamma,\delta} \pi_{\alpha\beta\gamma\delta}\, P_{\gamma\delta}.$$

Учитывая симметрию относительно перестановки индексов σ и u (P), обычно используют матричные обозначения, вводя вместо двух пар индексов α, β и γ, δ соответственно два индекса n и m, пробегающие значения от 1 до 6. Тензорным обозначениям α, β или γ, δ, равным 11, 22, 33, 23, 13, 12, соответствуют матричные обозначения m или n: 1, 2, 3, 4, 5, 6 (см. [6]). При этом $\sigma_{\alpha\beta} = \sigma_n$ ($n=1-6$); $m_{\alpha\beta\gamma\delta} = m_{mn}$ ($m, n = 1-6$), $\pi_{\alpha\beta\gamma\delta} = \pi_{mn}$ ($m=1-6$, $n=1-3$), $\pi_{\alpha\beta\gamma\delta} = (1/2)\,\pi_{mn}$ ($\gamma \neq \delta$, $m=1-6$, $n=4-6$), $u_{\alpha\gamma} = u_m$ ($m=1-3$), $u_{\alpha\beta} = (1/2)\,u_m$ ($\alpha \neq \beta$, $m=4-6$), $P_{\alpha\beta} = P_m$ ($m=1-6$). В кубич. кристаллах отличны от 0 три компоненты эластосопротивления m и пьезосопротивления π, связанные друг с другом соотношениями

$$\begin{aligned} \pi_{11} + 2\pi_{12} &= (m_{11} + 2m_{12})\,(S_{11} + 2S_{12}), \\ \pi_{11} - \pi_{12} &= (m_{11} - m_{12})\,(S_{11} - S_{12}), \\ \pi_{44} &= m_{44} S_{44}, \end{aligned} \qquad (1)$$

где S_{mn} — компоненты тензора коэф. упругости.

В собств. полупроводниках осн. механизмом, ответственным за Т. э., является изменение концентрации носителей заряда, вызываемое изменением ширины запрещённой зоны. В примесных полупроводниках Т. э. обычно вызываются изменением спектра носителей заряда в результате расщепления вырожденной зоны при одноосных деформациях, изменяющих симметрию кристалла.

В многодолинных полупроводниках вырождение снимается в результате смещения долин (изоэнергетич. поверхностей — эллипсоидов) относительно друг друга при деформациях, нарушающих их эквивалентность. Соответственно в n-Ge, где эллипсоиды в импульсном пространстве расположены на осях [111], большой является компонента m_{44} (π_{44}); в n-Si они расположены на осях [100] и большая компонента $m_{11} - m_{12}$ ($\pi_{11} - \pi_{12}$). Эти компоненты определяются значениями константы деформац. потенциала Ξ_u и соответственно равны [2, 3]:

$$m_{44} = -\frac{1}{3}\,\frac{1-k}{1+2k}\,\Xi_u / kT \quad (n\text{-Ge}), \qquad (2)$$

$$\frac{m_{11} - m_{12}}{2} = -\frac{1}{2}\,\frac{1-k}{1+2k}\,\Xi_u / kT \quad (n\text{-Si}).$$

где $k = \mu_\perp / \mu_\parallel$ — коэф. анизотропии подвижности носителей заряда для одного экстремума (долины) зоны ($\mu_\parallel$ — подвижность вдоль оси вращения эллипсоида, $\mu_\perp$ — поперёк).

В полупроводниках с вырожденными зонами типа p-Ge или p-Si Т. э. обусловлен расщеплением валентной зоны в точке $p=0$ спектра дырок $\mathcal{E}(p)$ и изменением спектра вблизи экстремума. Большой Т. э. наблюдается при всех одноосных деформациях [3].

При больших деформациях, когда относит. смещение долин в многодолинных полупроводниках или расщепление вырожденной зоны в точке $p=0$ становятся сравнимыми с kT, Т. э. становится нелинейным по деформации; при достаточно больших деформациях, когда все носители «перетекают» в ниж. экстремумы, сопротивление практически «выходит на насыщение» (перестаёт меняться). При *прыжковой проводимости* большая величина $\Delta\sigma/\sigma$ обусловлена изменением перекрытия волновых ф-ций, вызываемым изменением спектра носителей заряда.

Лит.: 1) Smith C. S., Piezoresistance in germanium and silicon, «Phys. Rev.», 1954, v. 94, p. 42; 2) Morin F. J., Geballe T. H., Herring C., Temperature dependence of the piezoresistance of high purity silicon and germanium, «Phys. Rev.», 1957, v. 105, p. 525; 3) Бир Г. Л., Пикус Г. Е., Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках, М., 1972; 4) Гитговский Б. А., Пивен И. Д., Электротензометры сопротивления, 2 изд., Л., 1972; 5) Полякова А. Л., Физические принципы работы полупроводниковых датчиков механических величин, «Акуст. ж.», 1972, т. 18, в. 1, с. 1; 6) Най Дж., Физические свойства кристаллов и их описание при помощи тензоров и матриц, пер. с англ., 2 изд., М., 1967.

Г. Е. Пикус.

ТЕНЗОРЕЗИ́СТОР (от лат. tensus — напряжённый и резистор) — резистор, изменяющий своё электрич. сопротивление вследствие деформации, вызываемой приложенными к нему механич. напряжениями. Осн. характеристикой материала Т. является коэф. тензочувствительности (k), определяемый как отношение относит. изменения электрич. сопротивления к величине относит. деформации. Для металлов (нихрома, константана, сплавов на основе Ni, Mo, Pt) $k=2$—14 (определяется в основном только изменением геом. размеров Т.); для полупроводников (Ge, Si и др.) $k=100$—200. Металлич. Т. изготовляют из проволоки или фольги в виде решётки, полупроводниковые Т. — в виде пластинок (длина 1—10 мм, ширина 0.2—1,0 мм, толщина 20—60 мкм) или эпитаксиальных плёнок (см. *Эпитаксия*).

Т. используются гл. обр. в качестве чувствит. элемента измерит. преобразователей (тензодатчиков), применяемых для измерения механич. напряжений, деформаций твёрдых тел, а также в преобразователях давления или механич. напряжения в электрич. сигнал, напр. в микрофонах и звукоснимателях.

Лит.: Ильинская Л. С., Подмарьков А. Н., Полупроводниковые тензодатчики, М.—Л., 1966.

А. Н. Подмарьков.

ТЕ́НЗОРНЫЙ АНА́ЛИЗ — матем. теория, изучающая объекты спец. рода — тензорные поля (см. *Тензор*).

Необходимость применения Т. а. возникает, когда для изучения того или иного физ. явления (относительно к-рого имеется полная система непротиворечивых данных для создания абстрактных моделей в матем. терминах) приходится привлекать метод координат. Координатный метод позволяет параметризовать модель при помощи конечного или бесконечного числа параметров (координат), к к-рым можно применять те или иные матем. операции. Выводы, полученные в результате этих операций над параметрами, должны иметь объективный смысл и характеризовать свойства изучаемого явления, не зависимые от использованного нами способа параметризации, т. е., как говорят, эти выводы должны быть инвариантными относительно выбора системы координат.

При изучении конкретных задач выбор системы координат не всегда безразличен. Часто благодаря удачному выбору координатной системы значительно упрощаются выкладки, соотношения приобретают простую форму, и это облегчает установление искомых свойств изучаемых объектов. Одна из гл. задач Т. а. состоит в том, чтобы найти критерии, позволяющие выявить инвариантность тех или иных выражений, составленных при помощи параметров спец. систем координат.

В физике чаще всего рассматриваются тензорные поля, зависящие от точки трёхмерного *евклидова пространства* (в механике, теории упругости, электродинамике и т. д.) либо от точки четырёхмерного псевдоевклидова пространства (см. *Минковского пространство-время*) (в теории относительности, теории поля и т. д.). Однако т. н. теорема о существовании локальных гомеоморфизмов в многомерных областях позволяет строить Т. а. на многообразиях (см. *Многообразие*) любого (конечного) числа измерений.

Физ. примерами скалярных полей, т. е. тензорных полей ранга 0, являются: темп-ра неравномерно нагретого тела, потенциал неоднородного эл.-статич. поля, плотность неоднородного тела, давление в неоднородной газовой среде. В качестве примеров векторных полей, т. е. тензорных полей ранга 1, можно рассматривать четырёхмерный вектор эл.-магн. поля или четырёхмерный вектор плотности тока.

Над тензорными полями можно осуществлять те же алгебраич. действия, что и над тензорами, имея в виду, что все тензорные поля берутся в одной и той же точке.

В Т. а. в осн. изучаются дифференц. операции над тензорными полями. При этом требуются такие обобщения этих операций, к-рые при применении к тензорным полям сохраняют их тензорную структуру.

Частные производные компонент тензорного поля по координатам x^i уже не являются, вообще говоря, тензорным полем. Это связано с тем, что при переходе от одной точки к другой изменяются не только компоненты тензора (для простоты иногда тензорное поле будем называть тензором), но и локальная координатная система, в к-рой определяются эти компоненты. Поэтому разность между «значениями» тензора в точках $(x^1+dx^1,\ldots,x^n+dx^n)$ и $(x^1,\ldots,x^n)$ не может быть определена как бесконечно малое приращение тензорного поля или его дифференциал. Вместо этого в Т. а. определяется абсолютный дифференциал DT тензора T с дифференцируемыми компонентами, удовлетворяющий постулатам:

1) абс. дифференциал DT является тензором того же ранга, что и T;

2) имеют место след. правила дифференцирования

$$D(A+B)=DA+DB,$$

$$D(AB)=(DA)B+A(DB),$$

где (AB) — внеш. произведение тензоров A и B. Если тензор T задаётся в *римановом пространстве* дифференцируемыми компонентами $T^{a_1\ldots a_p}_{b_1\ldots b_q}$, то компоненты его абс. дифференциала $DT^{a_1\ldots a_p}_{b_1\ldots b_q}$ определяются ур-ниями

$$DT^{a_1\ldots a_p}_{b_1\ldots b_q}=\frac{DT^{a_1\ldots a_p}_{b_1\ldots b_q}}{\partial x^j}dx^j\equiv T^{a_1\ldots a_p}_{b_1\ldots b_q,j}dx^j,$$

где $T^{a_1\ldots a_p}_{b_1\ldots b_q,j}$ — *ковариантная производная* тензора T,

$$T^{a_1\ldots a_p}_{b_1\ldots b_q,j}=\frac{\partial T^{a_1\ldots a_p}_{b_1\ldots b_q}}{\partial x^j}-\sum_{l}^{q}T^{a_1\ldots a_p}_{b_1\ldots b_{l-1}\,i\,b_{l+1}\ldots b_q}\Gamma^i_{b_l j}+$$

$$+\sum_{l=1}^{p}T^{a_1\ldots a_{l-1}\,i\,a_{l+1}\ldots a_p}_{b_1\ldots b_q}\Gamma^{a_l}_{ij},$$

здесь Γ^i_{jk} — *Кристоффеля символы* второго рода, связанные с метрич. тензором след. образом:

$$\Gamma^k_{ij}=\frac{1}{2}g^{kl}\left(\frac{\partial g_{jl}}{\partial x^i}+\frac{\partial g_{il}}{\partial x^j}-\frac{\partial g_{ij}}{\partial x^l}\right).$$

Отметим, что сами символы Кристоффеля не являются тензорами.

Нахождение ковариантной производной наз. ковариантным дифференцированием. Ковариантная производная тензорного поля образует тензорное поле, имеющее на один ковариантный индекс больше, чем исходное поле. Напр., если $t_i(x^1,\ldots,x^n)$ — ковариантное тензорное поле ранга 1, т. е. ковариантное векторное поле, то ковариантная производная этого тензора

$$t_{i,j}=\frac{\partial t_i}{\partial x^j}-\Gamma^k_{ij}t_k$$

и является ковариантным тензором ранга 2. Если $t^i(x^1, ..., x^k)$ — контравариантное тензорное поле ранга 1, т. е. контравариантное векторное поле, то его ковариантная производная

$$t^i_{,j} = \frac{\partial t^i}{\partial x^j} + \Gamma^i_{kj} t^k$$

и является контравариантным тензором ранга 1 и ковариантным тензором ранга 1. Правила ковариантного дифференцирования для суммы и произведения тензоров совпадают с правилами обычного дифференцирования. Ковариантное дифференцирование перестановочно со свёртыванием.

В декартовых прямоуг. координатах (где символы Кристоффеля равны нулю) и для скалярного поля ковариантная производная совпадает с обычной.

Ковариантное дифференцирование на римановых многообразиях некоммутативно. Напр., для любого вектора с компонентами t^i, вообще говоря, $t^i_{,j,k} \neq t^i_{,k,j}$, т. к. $t^i_{,j,k} - t^i_{,k,j} = R^i_{ljk} t^l$, где R^i_{ljk} — тензор Римана — Кристоффеля (*кривизны тензор*) риманова пространства.

Для риманова пространства с фундам. метрич. тензором g_{ik} выполняются соотношения $g_{ik,j} = g^{ik}_{\ \ ,j} = 0$, $g_{,j} = 0$ (теорема Риччи), где $g = \det \| g_{ik} \|$, т. е. фундам. тензоры ведут себя как константы относительно ковариантного дифференцирования.

Важную роль в Т. а. играет понятие инварианта. Инвариантом наз. выражение, составленное из величин, зависящих от выбора системы координат, к-рое не изменяет своего значения и структуру при замене одних координат другими.

Т. а. был построен в 19 в. в осн. итал. математиками Г. Риччи и Т. Леви-Чивитой. Быстрое развитие тензорного анализа в 20 в. было стимулировано созданием А. Эйнштейном общей теории относительности, матем. аппаратом к-рой является тензорное исчисление.

Лит.: Кочин Н. Е., Векторное исчисление и начала тензорного исчисления, 9 изд., М., 1965; Рашевский П. К., Риманова геометрия и тензорный анализ, 3 изд., М., 1967; Мак-Коннел А. Дж., Введение в тензорный анализ, пер. с англ., М., 1963; Схоутен Я.-А., Тензорный анализ для физиков, пер. с англ., М., 1965; Соколышников И. С., Тензорный анализ. Теория и применения в геометрии и в механике сплошных сред, пер. с англ., М., 1971; Векуа И. Н., Основы тензорного анализа и теории ковариантов, М., 1978.

С. И. Азаков.

ТЕОРЕ́МА *CPT* — утверждение о том, что релятивистски инвариантная квантовая теория поля с обычной связью между спином частиц и их статистикой автоматически инвариантна относительно произведения преобразований отражения пространств. координат $\boldsymbol{r} \to -\boldsymbol{r}$ (*P*-преобразование), *обращения времени* $t \to -t$ (*T*-преобразование) и *зарядового сопряжения* — замены частиц античастицами (*C*-преобразование). Эту теорему наз. также Людерса — Паули теоремой [Г. Людерс (G. Lüders), В. Паули (W. Pauli) (1952—55)].

Т. о., для любого движения к.-л. частиц существует «симметричное движение античастиц», являющееся «зеркальным изображением» первого и обращённым относительно него по времени. Имеется принципиальная разница между требованием инвариантности относительно каждого из этих дискретных преобразований по отдельности и требованием *CPT*-инвариантности. Инвариантность относительно *C*-, *P*- и *T*-преобразований накладывает ограничения на значения констант взаимодействия в лагранжиане. Напр., *P*-инвариантность требует равенства констант взаимодействия фермионов с противоположными *киральностями*, а *CP*-инвариантность — вещественности констант взаимодействия. Из эксперимента известно, что дискретные *C*-, *P*- и *T*-симметрии нарушены. Лагранжиан стандартной $SU(3)_c \times SU(2) \times U(1)$-модели (см. *Квантовая хромодинамика*, *Электрослабое взаимодействие*) не обладает соответствующими симметриями и с точки зрения совр. теории скорее нуждается в объяснении факт сравнительно слабого нарушения дискретных симметрий.

Статус *CPT*-инвариантности совершенно иной, поскольку основой *CPT*-теоремы служат требования спец. (частной) теории относительности. Действительно, чётное число отражений координат *Минковского пространства-времени* (*PT*) формально сводится к повороту в нём (на мнимый угол). Поэтому существующие физ. теории, инвариантные относительно *Лоренца преобразований* (т. е. поворотов в пространстве Минковского), оказываются автоматически *CPT*-инвариантными. (Построить пример локальной квантовой теории поля, не обладающей *CPT*-инвариантностью, достаточно трудно.) Т. о., эксперим. проверка *CPT*-теоремы по существу является проверкой релятивистской инвариантности и локальности взаимодействия.

CPT-инвариантность приводит к след. равенству для матричных элементов *S*-матрицы: $\langle a|S|b\rangle = \langle \bar{b}|S|\bar{a}\rangle$, где $|\bar{a}\rangle$, $|\bar{b}\rangle$ — состояния *CP*-сопряжённые по отношению к состояниям $|a\rangle$, $|b\rangle$. Отсюда получаются предсказания равенства времён жизни и абс. значений магн. моментов частиц и античастиц. Из *CPT*-теоремы также следует равенство масс частиц и античастиц. Все следствия *CPT*-инвариантности подтверждаются с огромной точностью. Наилучшая точность в измерении разности масс частиц и античастиц достигнута для нейтральных K-мезонов: $|m_{K^0} - m_{\bar{K}^0}|/m_{K^0} < 6 \cdot 10^{-19}$. Равенство *аномальных магнитных моментов* электрона и позитрона проверено с точностью $\sim 10^{-12}$. Равенство времён жизни (τ) частиц и античастиц с наиб. точностью проверено для мюонов: $(\Gamma_{\mu^+} - \Gamma_{\mu^-})/\Gamma_\mu < (3 \pm 3) \cdot 10^{-5}$ ($\tau \approx \hbar/\Gamma$, Γ — соответствующая ширина распада).

Лит.: Мэтьюс П., Релятивистская квантовая теория взаимодействий элементарных частиц, пер. с англ., М., 1959; Берестецкий В. Б., Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П., Квантовая электродинамика, 3 изд., М., 1989.

М. И. Высоцкий.

ТЕО́РИЯ ИНФОРМА́ЦИИ — наука о статистич. процессах передачи *информации* в техн., природных и социальных системах. Осн. понятия Т. и. — мера кол-ва информации, пропускная способность канала связи, эфф. кодирование сообщений — были введены в 40-х гг. 20 в. К. Шенноном [1]. Т. и. является по существу статистич. теорией связи, или теорией передачи информации, однако общий характер её положений позволяет исследовать также процессы получения, обработки и хранения информации.

Т. и. тесно связана с теорией кодирования, в к-рой рассматриваются общие проблемы установления соответствия между *сообщениями* и *сигналами*, представляющими эти сообщения (см. также *Кодирование информации*), а также с теорией обработки сигналов, в к-рую входит квантование и восстановление квантованных сигналов, а также корреляц. и спектральный анализы сигналов.

Методы Т. и. использовались с разной степенью плодотворности во мн. прикладных областях, включая информатику, языкознание, криптографию, теорию управления, обработку изображений, генетику, психологию, экономику, организацию производства, однако осн. значение они имеют для теории систем связи. Возникновение Т. и. стимулировало также исследования в области теории вероятностей.

Т. и. рассматривает понятие «информации» только с количеств. стороны, безотносительно к её ценности и даже смыслу. При таком подходе страница машинописного текста максимально содержит всегда примерно одинаковое кол-во информации, определяемое только числом знаков и пробелов (т. е. символов) на странице и не зависящее от того, что именно на ней напечатано, включая случай бессмысленного, хаотического набора символов. Для моделирования систем связи такой подход правомерен, поскольку они предназначены для безошибочной передачи по каналу связи информации, представленной любым набором символов. В тех же случаях, когда существен учёт ценности и смысла информации, количеств. подход неприменим. Это обстоятельство налагает существенные ограничения на области возможных приложений Т. и. Неучёт его привёл на ранних этапах развития к переоценке прикладной значимости Т. и. [1].

Осн. структурная схема системы связи, рассматриваемая в Т. и., приведена на рис. 1. Информацию в виде сообщений создаёт источник сообщений. Сообщения представляют собой слова или наборы слов, записанные буквами нек-рого алфавита. Источниками сообщений могут быть человеческая речь, тексты на любых естеств. или формальных языках, данные систем сбора и обработки информации, а также нек-рые математич. модели — вероятностные процессы, создающие последовательности

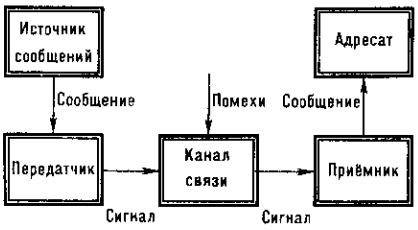


Рис. 1.

букв. Передатчик преобразует передаваемое сообщение в сигнал, соответствующий физ. природе канала связи. Канал связи — это среда для передачи сигнала от передатчика к приёмнику. При прохождении сигнала по каналу на него могут воздействовать помехи, вносящие искажения в значения информац. параметров сигнала. Приёмник восстанавливает по принятому в общем случае с искажениями сигналу исходное сообщение. Восстановленное сообщение поступает адресату — нек-рому лицу или техн. устройству.

Источники сообщений, рассматриваемые в теории информации, имеют статистич. характер, т. е. появление каждого из возможных сообщений (полный набор к-рых предполагается заранее известным) определяется соответствующей априорной вероятностью. Согласно Шеннону [1], считается, что чем больше априорная вероятность данного сообщения, тем меньше неопределённости относительно его действительного появления и, следовательно, тем меньше информации оно несёт. Если вероятность появления сообщения — единица, т. е. его появление достоверно, то неопределённости нет и считается, что сообщение не несёт информации.

Для оценки кол-ва информации в сообщении в Т. и. используется логарифмич. мера, введённая Р. Хартли [2], вероятностная интерпретация к-рой была дана в работах Шеннона [1]. Если вероятность появления сообщения x есть $p(x)$, причем $0<p(x)<1$, то количество информации $I(x)$, содержащееся в сообщении, определяется ф-лой:

$$I(x)=-\log p(x). \qquad (1)$$

Ф-ла (1) определяет кол-во информации с точностью до основания логарифма, т. е. с точностью до пост. множителя. Как правило, в качестве основания логарифма выбирается число 2 и единицей кол-ва информации является бит, что соответствует используемой в вычислит. технике двоичной системе счисления. При любом основании логарифма $I(x)\geqslant 0$, $I(x)=0$ при $p(x)=1$ и $I(x)\to\infty$ при $p(x)\to 0$ (рис. 2).

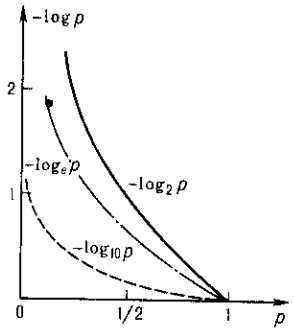


Рис. 2.

Если x_1 и x_2 — сообщения от двух независимых источников с вероятностями появления $p(x_1)$ и $p(x_2)$, то вероятность их совместного появления $p(x_1, x_2)=p(x_1)\cdot p(x_2)$, а соответствующее кол-во информации

$$I(x_1, x_2)=I(x_1)+I(x_2).$$

Это аддитивное свойство логарифмич. меры служит основанием для выбора её в качестве меры кол-ва информации, т. к. соответствует интуитивным представлениям о суммировании кол-ва информации, содержащегося в независимых сообщениях.

Для сообщений $x_1, \ldots, x_n$, создаваемых источником с вероятностями $p_1, \ldots, p_n$, причём $\sum_{i=1}^{n} p_i=1$, Шеннон ввёл ср. меру кол-ва информации усреднением по множеству сообщений

$$H=-p_1\log p_1-\ldots-p_n\log p_n. \qquad (2)$$

Логарифм здесь, как и в ф-ле (1), обычно берётся по основанию 2. Ф-ция H, характеризующая информац. свойства источника сообщений, наз. энтропией, т. к. по форме она совпадает с *энтропией* в статистич. физике, характеризующей априорную неопределённость нахождения статистич. системы в состояниях $x_1, \ldots, x_n$, имеющих вероятности $p_1, \ldots, p_n$. Очевидна прямая аналогия ф-лы (1) для кол-ва информации в сообщении и ф-лы Больцмана для физ. энтропии S:

$$S=k\ln W+\text{const},$$

где k — постоянная Больцмана, W — *термодинамическая вероятность*. В самой Т. и. и её приложениях эта аналогия с физикой не играет, однако, существенной роли.

Если в ф-ле (2) лишь одна из вероятностей равна единице, а остальные — нули, неопределённости в появлении сообщений нет и $H=0$. Если сообщения равновероятны: $p_1=\ldots=p_n=1/n$, и неопределённость в том, какое из них появится, максимальна, то $H=\log n$. Это значение энтропии является максимальным и равно в этом случае кол-ву информации, получаемому от каждого отд. сообщения.

Для источника, создающего два сообщения x_1 и x_2, к-рые можно закодировать в двоичном коде как 0 и 1 соответственно, при вероятностях сообщений p и $q=1-p$

$$H=-p\log_2 p-q\log_2 q.$$

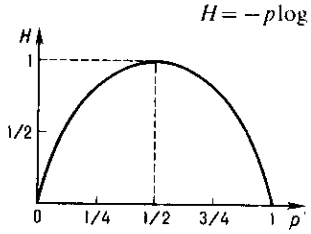


Рис. 3.

График энтропии для этого случая приведён на рис. 3. Энтропия максимальная, когда априорная неопределённость максимальна, т. е. при $p, q=1/2$. При этом $H=1$ бит, что соответствует одному двоичному символу (букве), используемому в кодах сообщений.

Если источник создаёт четыре сообщения x_1, x_2, x_3, x_4, то их можно закодировать в двоичном коде так: 00, 01, 10 и 11. При $p_1=\ldots=p_4=1/4$ энтропия максимальна, $H=2$ бит, что соответствует двум двоичным символам, используемым для кодирования сообщений. Вообще для источника, создающего n сообщений, макс. значение энтропии $H=\log_2 n$, что соответствует мин. числу двоичных символов в кодовых словах одинаковой длины, образующих равномерные коды и необходимых для кодирования n равновероятных сообщений.

Если сообщения не являются равновероятными, то для экономии ср. времени на их передачу по каналу связи предпочтительно использование неравномерных кодов, образованных более короткими кодовыми словами для более вероятных сообщений и более длинными — для менее вероятных сообщений. Для n кодовых слов, имеющих $l_1, \ldots, l_n$ символов, средняя длина слова (сообщения) определяется ф-лой

$$L=\sum_{i=1}^{n} l_i p_i,$$

где p_i — вероятности появления соответств. слов (сообщений). Энтропия задаёт ниж. границу для L, т. е. $L\geqslant H$. Уменьшение L, т. е. приближение L к H и как следствие уменьшение ср. времени передачи сообщений, возможно за

счёт применения процедур эффективного кодирования. Эффективность кодирования характеризуется величиной $\eta = H/L$, а величина $\mu = 1 - \eta$ наз. избыточностью. Эфф. кодирование, обеспечивающее мин. значение избыточности, можно осуществить с помощью кодов Шеннона, Р. Фано, Д. Хаффмена [1, 3] (в случае $\mu = 0$ код наз. оптимальным).

Код Хаффмена строится след. образом. Сообщения (число к-рых конечно) располагаются в таблице в столбец в порядке убывания их вероятностей. Два последних сообщения объединяются в одно с суммарной вероятностью, и далее по тому же правилу строится след. столбец таблицы. Затем в полученном столбце два последних сообщения вновь объединяются в одно с суммарной вероятностью, строится новый столбец таблицы и т. д. Процесс продолжается до тех пор, пока в последнем построенном столбце не останется двух сообщений. Верхнему из них приписывается кодовое слово 0, нижнему — 1. Далее рассматривается предпоследний столбец, в к-ром для объединявшихся сообщений на втором месте кодового слова ставится 0 для верх. сообщения и 1 — для нижнего. Если сообщения не объединялись, то они сохраняют кодовые слова предыдущего столбца. Процесс кодирования продолжается до тех пор, пока кодовые слова не будут приписаны всем исходным сообщениям в первом столбце.

Пусть, напр., источник создаёт четыре сообщения x_1, x_2, x_3, x_4 с вероятностями $p_1 = 1/2$, $p_2 = 1/4$, $p_3 = p_4 = 1/8$. Процесс построения кода Хаффмена для этого случая — объединение сообщений и кодирование — показан в табл. 1

Табл. 1.

x_i	p_i	p_i	p_i
x_1	$1/2$	$1/2$	$1/2$
x_2	$1/4$	$1/4$ →	$1/2$
x_3	$1/8$ →	$1/4$	
x_4	$1/8$		

Табл. 2.

x_i	Код	Код	Код
x_1	0	0	0
x_2	10	10 ←	1
x_3	110 ←	11	
x_4	111		

и табл. 2 соответственно. Для построенных кодовых слов сообщений 0, 10, 110, 111 ср. длина слова

$$L = 1/2 \cdot 1 + 1/4 \cdot 2 + 1/8 \cdot 3 + 1/8 \cdot 3 = 7/4,$$

что равно значению энтропии для рассматриваемого источника: $H = -1/2\log_2 1/2 - 1/4\log_2 1/4 - 1/8\log_2 1/8 - 1/8\log_2 1/8 = 7/4$. Избыточность кодирования $\mu = 0$, эффективность $\eta = 1$, т. е. построенный код — оптимальный. Использование эфф. кодирования, однако, допустимо только при полной гарантии отсутствия ошибок при кодировании и декодировании сообщений, т. к. в этом случае ошибка в восстановлении одного сообщения может повлечь появление ошибок при восстановлении многих последующих сообщений.

К наиб. важным проблемам Т. и. относится согласование информац. свойств источника сообщений и канала связи. Пропускная способность канала связи C определяется как макс. кол-во информации, к-рое способен передать канал в единицу времени. Единицей измерения пропускной способности канала связи является 1 бит/с.

Пусть источник создаёт сообщения в виде слов, записываемых буквами алфавита $A_m = \{a_1, \ldots, a_m\}$. При вероятностях появления этих букв $p_1, \ldots, p_m$ на одну букву приходятся в ср.

$$H = \sum_{i=1}^{m} p_i \log_2 p_i$$

бит информации. Основная теорема Шеннона для канала связи без шума формулируется след. образом.

Пусть источник сообщений характеризуется энтропией H (бит/буква), а канал связи имеет пропускную способность C (бит/с). Тогда можно закодировать сообщения так, чтобы передавать символы по каналу связи со ср. скоростью $C/H - \varepsilon$ (буква/с), где ε — сколь угодно малое число. Передавать буквы со ср. скоростью, превышающей C/H, невозможно. Достижение верх. границы для скорости передачи, указываемой теоремой Шеннона, осуществляется за счёт применения процедур эфф. кодирования.

При передаче сигналов по каналам связи на них возможно действие разл. помех, шумов, к-рые могут привести к искажениям восстанавливаемых сообщений. Пусть, как и ранее, источник сообщений создаёт слова, записываемые буквами алфавита $A_m = \{a_1, \ldots, a_m\}$ при вероятностях их появления $p_1, \ldots, p_m$. Пусть далее вследствие действия помех слова, восстанавливаемые приёмником, оказываются записанными в алфавите $B_n = \{b_1, \ldots, b_n\}$, к-рый, в частности, может совпадать с алфавитом источника, причём вероятности появления букв алфавита B_n равны $r_1, \ldots, r_n$. Тогда кол-во информации на выходе канала связи относительно его входа, приходящееся на одну передаваемую букву, определяется след. ф-лой:

$$I(B_n, A_m) = \sum_{i=1}^{n} \sum_{j=1}^{m} p_{ij} \log_2 \frac{p_{ij}}{p_i p_j},$$

где p_{ij} $(i = 1, \ldots, n;\ j = 1, \ldots, m)$ — вероятности совместного появления букв входного и выходного алфавитов.

Пропускная способность канала связи с шумами $C_ш$ определяется как макс. кол-во информации $I(B_n, A_m)$, к-рое можно передать по каналу связи за 1 с. Максимум находится для всех возможных источников, к-рые могут быть использованы на входе данного канала связи.

Теорема Шеннона для канала связи с шумами формулируется след. образом.

Пусть H_1 — ср. кол-во информации, создаваемое источником в единицу времени, т. е. производительность источника сообщений, измеряемая в бит/с. Пусть далее $C_ш$ — пропускная способность канала с шумом, тоже измеряемая в бит/с. Тогда если $H_1 \leqslant C_ш$, то такой системы кодирования не существует.

Пропускная способность канала с шумом существенно зависит от действующих на сигналы помех. Рассмотрим двоичный симметричный канал, передающий двоичные буквы 0 и 1 с вероятностью правильной передачи ε и искажающий их с вероятностью $\delta = 1 - \varepsilon$. Пропускная способность такого канала при передаче одной буквы в секунду определяется ф-лой

$$C_ш = 1 + \varepsilon \log_2 \varepsilon + \delta \log_2 \delta.$$

График зависимости $C_ш$ от δ приведён на рис. 4. Если $\varepsilon = \delta = 1/2$, т. е. если вероятность правильной передачи буквы равна вероятности её искажения, то пропускная способность канала с шумом $C_ш = 0$.

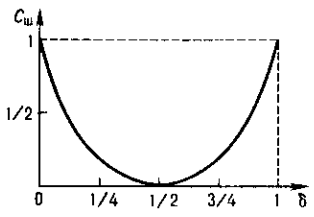


Рис. 4.

Теорема Шеннона для канала с шумом не указывает конкретного способа борьбы с помехами. Простейший способ борьбы с помехами, состоящий в много-

кратном повторении сообщений, неэффективен, т. к. требует больших затрат времени на передачу. Большую эффективность обеспечивает применение кодов, позволяющих обнаруживать и исправлять ошибки передачи. Помехоустойчивость кодирования при этом обеспечивается спец. введением избыточности, т. е. введением в сообщение добавочных символов, к-рые используются для обнаружения и исправления ошибок в принятом сообщении. К числу кодов, обнаруживающих и исправляющих ошибки, относятся коды Хэмминга (см. *Кодирование информации*).

Лит.: 1) Шеннон К., Работы по теории информации и кибернетике, пер. с англ., М., 1963; 2) Хартли Р., Передача информации, [пер. с англ.], в сб.: Теория информации и ее приложения, М., 1959; 3) Стратонович Р. Л., Теория информации, М., 1975; 4) Поплавский Р. П., Термодинамика информационных процессов, М., 1981; 5) Николис Д. С., Динамика иерархических систем, пер. с англ., М., 1989. *В. И. Каналин.*

«ТЕПЛОВА́Я СМЕРТЬ» ВСЕЛЁННОЙ — гипотеза, выдвинутая Р. Клаузиусом (R. Clausius, 1865) как экстраполяция *второго начала термодинамики* на всю Вселенную. Согласно Клаузиусу, «энергия мира постоянна, энтропия мира стремится к максимуму». Т. е. Вселенная должна прийти в состояние полного *равновесия термодинамического* (состояние «тепловой смерти»). Однако экстраполяция второго начала термодинамики, установленного в лаб. условиях, на всю Вселенную необоснованна. *Вселенная* не является обычной замкнутой изолированной системой, для к-рой формулируются законы термодинамики.

Для рассмотрения эволюции Вселенной (в частности, тепловой) необходимо учесть переменное гравитац. поле (см. *Космология*). А. А. Фридман доказал, что Вселенная, заполненная тяготеющим веществом, не может быть стационарной, а должна расширяться или сжиматься. В этом случае из возрастания энтропии не следует стремления системы к термодинамич. равновесию и парадокс «Т. с.» В. не возникает (см. также *Энтропия Вселенной*).

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Теория поля, 7 изд., М., 1988; Толмен Р., Относительность, термодинамика и космология, пер. с англ., М., 1974, гл. 10; Зельдович Я. Б., Новиков И. Д., Строение и эволюция Вселенной, М., 1975; Вейнберг С., Гравитация и космология, пер. с англ., М., 1975. *Д. Н. Зубарев.*

ТЕПЛОВА́Я ФУ́НКЦИЯ (тепловая функция Гиббса) — то же, что *энтальпия*.

ТЕПЛОВИ́ДЕНИЕ — получение видимого изображения тел по их тепловому (ИК-) излучению, собственному или рассеянному; используется для определения формы и местоположения слабонагретых и замаскированных объектов, в т. ч. находящихся в темноте или в оптически непрозрачных средах. В последнем случае в среде создаётся искусств. тепловой поток, равномерность к-рого нарушается скрытым от глаз объектом (дефектом среды), что проявляется в виде перепадов темп-ры на внеш. поверхности среды. Последнее открывает широкие возможности для неразрушающих методов контроля. Особенность наблюдения в дальней ИК-области спектра состоит в отсутствии неизлучающего фона — все окружающие тела имеют собственное *тепловое излучение*, сравнимое по плотности испускаемых ими фотонов (при комнатной темп-ре и длине волны излучения $\lambda = 10$ мкм) с солнечным светом на длине волны 0,5 мкм (примерно 10^{18} фотон/см$^2 \cdot$с). Если бы человеческий глаз был чувствителен к длинноволновому ИК-излучению, он был бы ослеплён излучением окружающих тел. Кроме того, было бы невозможно наблюдать радиац. контрасты, поскольку даже разность темп-р в 0,2 °С создаёт (при $\lambda = 10$ мкм) контраст $\sim 0{,}3\%$, а минимально наблюдаемый глазом контраст составляет 1—2%. Поэтому разрабатываются спец. приборы — тепловизоры (или термографы), воспроизводящие на экране и регистрирующие не абсолютные значения энергетич. яркости нагретого тела, а лишь изменения яркости относительно ср. уровня. Это позволяет достичь высокого контраста в изображении при весьма малых различиях в темп-ре (до 0,01—0,001 °С) между деталями объекта наблюдения либо между объектом и фоном.

В совр. тепловизорах используются высокочувствит. приёмники ИК-излучения (см. *Приёмники оптического излучения*), преобразующие его в электрич. сигнал, к-рый усиливается, обрабатывается и воспроизводится на экране индикатора. Обычно это охлаждаемые фотоэлектрич. приёмники, однако как перспективная альтернатива рассматривается возможность использования неохлаждаемых матриц, построенных на пироэлектрич. приёмниках или микроболометрах. *Пироэлектрики* являются также основой для создания пировидиконов — телевиз. трубок с мишенью, чувствительной к ИК-лучам.

Непосредств. наблюдение ИК-излучения слабонагретых объектов без преобразования его в электрич. сигнал может осуществляться сенсибилизир. фотографич. эмульсиями (для темп-р объекта не ниже 150 °С) либо (для более низких темп-р) с помощью *эвапорографии* или температурочувствит. *жидких кристаллов*.

Интенсивность теплового излучения тела, достигающего приёмника излучения, определяется не только темп-рой тела и его излучат. способностью, но и ослаблением, вносимым атмосферой. «Окна» прозрачности атмосферы в ИК-области спектра находятся в диапазонах 3,5—5,5 мкм и 7,5—12 мкм, поэтому в этих диапазонах обычно и работают совр. тепловизоры.

Т. применяется в военной технике для наблюдения, разведки и прицеливания; в медицине для диагностики разл. заболеваний, в навигации, геологич. и ледовой разведке, экологии, дефектоскопии, при науч.-техн. исследованиях тепловых процессов и т. д.

Лит.: Левитин И. Б., Инфракрасная техника, Л., 1973; Мирошников М. М., Теоретические основы оптико-электронных приборов, Л., 1977; Ллойд Дж., Системы тепловидения, пер. с англ., М., 1978; Криксунов Л. З., Падалко Г. А., Тепловизоры. Справочник, К., 1987; Госсорг Ж., Инфракрасная термография, пер. с франц., М., 1988. *М. М. Мирошников.*

ТЕПЛОВО́Е ИЗЛУЧЕ́НИЕ (температурное излучение) — эл.-магн. излучение, испускаемое веществом и возникающее за счёт его внутр. энергии (в отличие, напр., от люминесценции, к-рая возбуждается внеш. источниками энергии). Т. и. имеет *сплошной спектр*, положение максимума к-рого зависит от темп-ры вещества. С её повышением возрастает общая энергия испускаемого Т. и., а максимум перемещается в область малых длин волн. Т. и. испускает, напр., поверхность накалённого металла, земная атмосфера и т. д.

Т. и. возникает в условиях детального равновесия в веществе (см. *Детального равновесия принцип*) для всех безызлучат. процессов, т. е. для разл. типов столкновений частиц в газах и плазме, для обмена энергиями электронного и колебат. движений в твёрдых телах и т. д. Равновесное состояние вещества в каждой точке пространства — состояние локального термодинамич. равновесия (ЛТР) — при этом характеризуется значением темп-ры, от к-рой зависит Т. и. в данной точке.

В общем случае системы тел, для к-рой осуществляется лишь ЛТР и разл. точки к-рой имеют разл. темп-ры, Т. и. не находится в термодинамич. равновесии с веществом. Более горячие тела испускают больше, чем поглощают, а более холодные — соответственно наоборот. Происходит перенос излучения от более горячих тел к более холодным. Для поддержания стационарного состояния, при к-ром сохраняется распределение темп-ры в системе, необходимо восполнять потерю тепловой энергии излучающим более горячим телом и отводить её от более холодного тела.

При полном термодинамич. равновесии все части системы тел имеют одну темп-ру и энергия Т. и., испускаемого каждым телом, компенсируется энергией поглощаемого этим телом Т. и. других тел. В этом случае детальное равновесие имеет место и для излучат. переходов. Т. и. находится в термодинамич. равновесии с веществом и наз. *излучением равновесным* (равновесным является Т. и. *абсолютно чёрного тела*). Спектр равновесного излучения не зависит от природы вещества и определяется *Планка законом излучения*.

Для Т. и. нечёрных тел справедлив *Кирхгофа закон излучения*, связывающий их испускат. и поглощат. способности с испускат. способностью абсолютно чёрного тела.

При наличии ЛТР, применяя законы излучения Кирхгофа и Планка к испусканию и поглощению Т. и. в газах и плазме, можно изучать процессы переноса излучения. Такое рассмотрение широко используется в астрофизике, в частности в теории звёздных атмосфер.

Лит.: Планк М., Теория теплового излучения, пер. с нем., Л.—М., 1935; Ельяшевич М. А., Атомная и молекулярная спектроскопия, М., 1962; Соболев В. В., Курс теоретической астрофизики, 3 изд., М., 1985.

М. А. Ельяшевич.

ТЕПЛОВО́Е РАВНОВЕ́СИЕ — см. *Равновесие термодинамическое*.

ТЕПЛОВО́Е РАСШИРЕ́НИЕ — изменение размеров тела при нагревании. Т. р. при пост. давлении p количественно характеризуется изобарным коэф. расширения (коэф. объёмного Т. р.) $\alpha = V^{-1}(dV/dT)_p$, где V — объём тела (твёрдого, жидкого или газообразного). Практически значение α определяется ф-лой

$$\alpha = \frac{V' - V}{V(T' - T)},$$

где V' и V — объём тела при темп-рах T' и T соответственно ($T' > T$). Для твёрдых тел, наряду с α, вводят коэф. линейного Т. р.

$$\alpha_л = l^{-1}(dl/dT)_p,$$

где l — нач. длина тела вдоль выбранного направления. В общем случае анизотропных тел $\alpha = \alpha_x + \alpha_y + \alpha_z$, причём различие или равенство линейного коэф. Т. р. α_x, α_y, α_z вдоль кристаллографич. осей x, y, z определяется симметрией кристалла. Напр., для кристаллов с кубич. структурой, так же, как и для изотропных тел, $\alpha_x = \alpha_y = \alpha_z = \alpha_л$ и $\alpha \approx 3\alpha_л$.

Для большинства тел $\alpha > 0$, но существуют исключения. Напр., вода при нагреве от 0 до 4 °С при атм. давлении сжимается ($\alpha < 0$). Зависимость α от T наиб. заметна у газов (для *идеального газа* $\alpha = 1/T$), у жидкостей она проявляется слабее. У нек-рых твёрдых тел (кварца, инвара и др.) коэф. α мал и практически постоянен в широком интервале T. При $T \to 0$ коэф. $\alpha \to 0$.

Т. р. газов обусловлено увеличением кинетич. энергии частиц газа при его нагреве и совершением за счёт этой энергии работы против сил внеш. давления. У твёрдых тел и жидкостей Т. р. связано с несимметричностью (ангармонизмом) тепловых колебаний атомов, благодаря чему межатомные расстояния с ростом T увеличиваются (см. *Колебания кристаллической решётки*). Эксперим. определение α и $\alpha_л$ осуществляется методами дилатометрии. Т. р. тел учитывается при конструировании приборов, машин и установок, работающих в переменных температурных условиях.

Лит.: Гиршфельдер Дж., Кертисс Ч., Берд Р., Молекулярная теория газов и жидкостей, пер. с англ., М., 1961; Новикова С. И., Тепловое расширение твердых тел, М., 1974.

ТЕПЛОВО́Й БАЛА́НС АТМОСФЕ́РЫ — соотношение прихода и расхода энергии в атмосфере Земли. Т. б. а. является составляющей *теплового баланса Земли*. Спецификой Т. б. а. является многослойность, к-рая обеспечивает сложное распределение (стратификацию) темп-ры в *атмосфере* Земли (см. также *Атмосфера верхняя*).

Приходящее на верх. границу атмосферы ($H \sim 1000$ км над поверхностью Земли) излучение Солнца прежде всего проходит самый верх. слой атмосферы — термосферу. В термосфере на высотах более 100 км происходит практически полное поглощение атомным и молекулярным кислородом, а также молекулярным азотом солнечного излучения с длиной волны менее 0,1 мкм. Благодаря этому темп-ра в термосфере растёт с высотой: от ≈ 200 К при $H = 90$ км до ≈ 1000 К при $H \geqslant 600$ км.

На высотах менее 100 км связь поглощения солнечного излучения со стратификацией темп-ры в атмосфере становится менее заметной. Мин. темп-ры в атмосфере отмечаются на уровне мезопаузы на высоте $H \approx 90$ км. Ниже этого уровня располагается слой мезосферы, в к-ром темпра растёт до 270 К при убывании высоты до уровня стратопаузы ($H \approx 50$ км). Рост темп-ры в мезосфере происходит параллельно с практически полным поглощением молекулами кислорода солнечного излучения с длиной волны менее 0,2 мкм. При уменьшении высоты в стратосфере наблюдается как увеличение поглощения солнечного излучения с длиной волны менее 0,3 мкм молекулами озона, так и радиац. выхолаживание молекулами двуокиси углерода.

На высотах 25—30 км происходит практически полное поглощение озоном солнечного излучения с длиной волны меньше 0,3 мкм. Далее с уменьшением высоты происходит уменьшение темп-ры до 220 К на уровне тропопаузы. Распределение темп-ры в тропосфере определяется её тепловым взаимодействием с подстилающей поверхностью и конвективным переносом скрытого и явного тепла по высоте и по горизонтали. Скорости и направления переноса тепла в слоях, расположенных на разных высотах, могут быть существенно различными. Тропосфера прогревается за счёт конвективного и турбулентного теплообмена, поглощения длинноволнового излучения поверхности Земли, а также за счёт поглощения тепла, выделяющегося при конденсации в атмосфере водяного пара.

Среднегодовой глобальный Т. б. а. определяется разностью поглощенной атмосферой энергии (солнечного излучения и излучения поверхности Земли) и излучённой энергии (к подстилающей поверхности Земли и в космос).

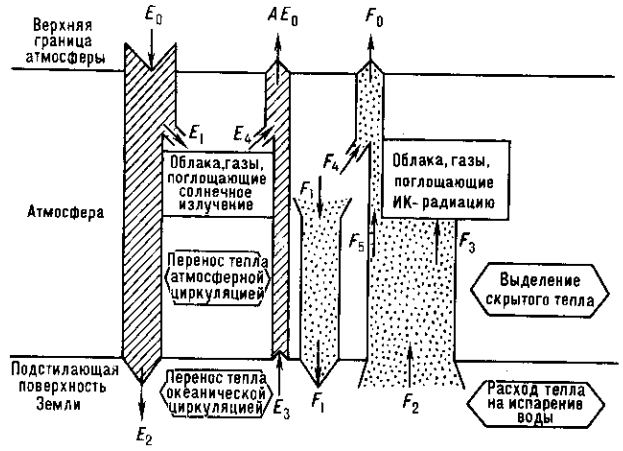
Уходящая в космос энергия теплового излучения планеты, равная 235 Вт·м$^{-2}$, соответствует тепловому излучению эфф. атм. слоя с темп-рой 253 К. Такую темп-ру имеет верх. граница облаков, расположенная на высотах от 4 до 7 км над поверхностью Земли. Альбедо системы Земля — атмосфера определяется в осн. отражением коротковолновой радиации от тропосферных облаков.

Важнейшей характеристикой Т. б. а. является *парниковый эффект* системы Земля — атмосфера. Увеличение колва облаков в тропосфере ведёт к увеличению альбедо системы Земля — атмосфера и парникового эффекта. В светлое время суток эффект увеличения альбедо превалирует над парниковым и приводит к уменьшению притока энергии в систему Земля — атмосфера. В тёмное время суток наличие облаков резко увеличивает парниковый эффект и уменьшает потери энергии системой. Ледниковые периоды на Земле, по-видимому, были обусловлены увеличением альбедо системы Земля — атмосфера, происшедшим за счёт выброса действующими вулканами в стратосферу большой массы частиц вулканич. пепла. Всё увеличивающееся сжигание природного топлива может привести к значит. увеличению в атмосфере содержания двуокиси углерода. Рост концентрации этого газа в атмосфере приведёт к увеличению парникового эффекта, что может повлечь за собой потепление климата Земли.

Лит. см. при ст. *Тепловой баланс Земли.*

А. Г. Лактионов.

ТЕПЛОВО́Й БАЛА́НС ЗЕМЛИ́ — баланс энергии тепловых и радиац. процессов в атмосфере и на поверхности Земли. Осн. приток энергии в систему атмосфера — Земля обусловлен солнечным излучением в спектральном диапазоне от 0,1 до 4 мкм (коротковолновая радиация — КВР). Он характеризуется ср. энергией КВР, падающей на единичную площадку на верх. границе *атмосферы* Земли — инсоляцией — E_0. В атмосфере часть этой энергии ($E_1 - E_4$) поглощается облаками, аэрозолем и газами, часть (E_4) рассеивается и отражается в космос (см. рис.). (При рассмотрении Т. б. З. обычно оперируют усреднёнными по времени и по поверхности, охватывающей Землю в пределах атмосферы, потоками энергии через единичную площадку; пренебрегают толщиной атмосферы по сравнению с радиусом Земли.) До поверхности Земли доходит часть КВР, равная E_2. Часть КВР (E_3) отражается поверхностью Земли и уходит в космос (т. о., $E_2 - E_3$ поглощается Землёй). Общий поток энергии КВР, уходящий в космос, равен AE_0, где A — *альбедо* системы атмосфера — Земля.



Помимо КВР в Т. б. З. существенную роль играет тепловое излучение атмосферы и поверхности Земли (длинноволновая радиация — ДВР, длины волн от 3 до 45 мкм). Поверхностью Земли поглощается противоизлучение атмосферы (часть ДВР атмосферы, направленная к Земле) F_1. Энергия КВР и ДВР, поглощённая поверхностью Земли, расходуется на теплообмен с нижележащими слоями суши и гидросферы, турбулентный теплообмен с атмосферой, испарение воды и льда с поверхности Земли, создание океанич. циркуляции, переносящей тепло из низкоширотных в высокоширотные районы Земли, и на тепловое излучение поверхности Земли с потоком энергии F_2.

Часть КВР ($E_1 - E_4$) и поглощённая облаками, атм. газами и аэрозолем часть ДВР, излучённой поверхностью Земли (F_3), а также выделившаяся в атмосфере при конденсации паров воды энергия расходуются на поддержание распределения темп-ры в атмосфере, на создание атм. циркуляции, переносящей явное и скрытое тепло из низкоширотных в высокоширотные районы Земли, на противоизлучение атмосферы (F_1) и на излучение атмосферой ДВР в космос (F_4). В космос уходит также часть ДВР поверхности Земли (F_5). Общее кол-во уходящей в космос от планеты ДВР равно F_0.

«Мгновенные» (не усреднённые) значения указанных величин существенно изменяются в течение суток, года и в зависимости от широты и долготы рассматриваемого района. В климатологии принято рассматривать среднегодовой глобальный Т. б. З. Среднегодовые темп-ры поверхности Земли и атмосферы практически постоянны, что свидетельствует о нулевом Т. б. З. Ур-ние среднегодового глобального Т. б. З. записывается в виде равенства суммы поглощённой атмосферой и поверхностью Земли энергии КВР величине уходящей от планеты энергии ДВР:

$$E_0 - AE_0 = (E_1 - E_4) + (E_2 - E_3) = F_4 + F_5 = F_4 + (F_2 - F_3) = F_0.$$

Ур-ния теплового баланса поверхности Земли и *теплового баланса атмосферы*:

$$(E_2 - E_3) - (F_2 - F_1) = Q_1 + Q_2 = 105 \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2},$$
$$(E_1 - E_4) + (F_3 - F_1) + Q_1 + Q_2 = F_4 = 185 \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2},$$

где $Q_1 = 88$ Вт $\cdot$ м$^{-2}$ — кол-во тепла, расходуемое на испарение воды с подстилающей поверхности Земли; $Q_2 = 17$ Вт $\cdot$ м$^{-2}$ — кол-во тепла передаваемого поверхностью Земли атмосфере; $E_1 + E_2 = E_0 = 336$ Вт $\cdot$ м$^{-2}$; $A = 0{,}30$; $E_1 - E_4 = 80$ Вт $\cdot$ м$^{-2}$; $E_2 - E_3 = 157$ Вт $\cdot$ м$^{-2}$; $F_0 = 235$ Вт $\cdot$ м$^{-2}$; $F_1 \approx F_3 \approx 343$ Вт $\cdot$ м$^{-2}$; $F_2 = 392$ Вт $\cdot$ м$^{-2}$; $F_5 = 50$ Вт $\cdot$ м$^{-2}$.

Т. б. З. определяет важнейшую для климатологии величину теплового излучения поверхности Земли — F_2, соответствующую среднегодовой темп-ре поверхности Земли +14,2 °С. Эта темп-ра определяет климат Земли. F_2 определяется поглощённой поверхностью Земли КВР ($E_2 - E_3$) и противоизлучением атмосферы F_1. Удивительно то, что F_1 больше величины поглощённой атмосферой КВР ($E_1 - E_4$). Это явление, наз. парниковым эффектом подстилающей поверхности, обусловливает возможность существования жизни на Земле. Характеристикой парникового эффекта является величина ($F_2 - F_1$), к-рую наз. эфф. излучением поверхности Земли.

При одной и той же величине инсоляции E_0 климат на Земле может быть и более тёплым, и более холодным в зависимости от изменения альбедо системы Земля — атмосфера и парникового эффекта.

Лит.: Кондратьев К. Я., Радиационные факторы современных измерений глобального климата, Л., 1980; Кондратьев К. Я., Биненко В. И., Влияние облачности на радиацию и климат, Л., 1984; Климатология, Л., 1989.

А. Г. Лактионов.

ТЕПЛОВО́Й ПОТО́К — вектор, направленный в сторону, противоположную градиенту темп-ры и равный по абс. величине кол-ву теплоты, проходящему через изотермич. поверхность в единицу времени. Измеряется в ваттах или ккал/ч (1 ккал/ч = 1,163 Вт). Т. п., отнесённый к единице изотермич. поверхности, наз. плотностью Т. п. или уд. Т. п., в технике — тепловой нагрузкой. Единицами измерения уд. Т. п. служат Вт/м^2 и ккал/(м^2 $\cdot$ ч).

ТЕПЛОВО́Й ПРОБО́Й (электротепловой пробой) — резкое увеличение электропроводности диэлектрика (или полупроводника) при прохождении через него электрич. тока, обусловленное джоулевым разогревом (см. *Джоулевы потери*) и нарушением теплового равновесия образца с окружающей средой. В теоретич. отношении Т. п. имеет много общего с тепловым *взрывом*. Необходимым условием Т. п. является резкое (обычно экспоненциальное) возрастание проводимости σ с ростом темп-ры T. Незначительная в первый момент (при комнатной темп-ре) проводимость вследствие выделения джоулева тепла приводит к небольшому повышению темп-ры, вследствие чего проводимость увеличивается; это, в свою очередь, приводит к дальнейшему повышению темп-ры и т. д., т. е. проводимость и темпра взаимно «раскачивают» друг друга. В связи с тем, что коэф. теплоотдачи зависит от T слабее (обычно линейно), существует нек-рое критич. значение электрич. поля $E_{кр}$ (электрическая прочность), при превышении к-рого стационарное тепловое состояние образца оказывается невозможным (ур-ние теплового баланса не имеет стационарного решения). В этом случае темп-ра со временем лавинообразно нарастает и, в конечном счёте, происходит плавление или иное разрушение образца.

Если в цепи образца есть гасящее сопротивление, то разрушение может не произойти; в этом случае происходит перераспределение приложенного напряжения, в результате чего вольт-амперная характеристика (ВАХ) оказывается *S*-образной. При критич. напряжении ток и темпра претерпевают скачок. При уменьшении напряжения скачок в обратном направлении происходит не при том же, а при меньшем критич. значении, т. е. имеет место *гистерезис*. *S*-образный характер ВАХ может привести к неоднородности распределения плотности тока j по сечению проводника (*шнурование тока*).

От лавинного пробоя, обусловленного «умножением» числа свободных носителей заряда, Т. п. отличают гораздо большее время нарастания тока ($10^{-2} - 10^3$ с), сильная зависимость электрич. прочности от размеров и формы образца, темп-ры окружающей среды, условий теплоотдачи.

Наряду со статич. Т. п. возможен оптический Т. п. в условиях, когда с ростом темп-ры быстро возрастает коэф. поглощения эл.-магн. волн. Такие условия возможны при поглощении ИК-излучения свободными носителями, при температурном сдвиге линии экситонного поглощения и т. д. Оптич. Т. п. является одним из возможных механизмов *оптической бистабильности*.

Лит.: Франц В., Пробой диэлектриков, пер. с нем., М., 1961; Поплавко Ю. М., Физика диэлектриков, К., 1980; Эпштейн Э. М., Оптический тепловой пробой полупроводниковой пластины, «ЖТФ», 1978, т. 48, с. 1733.

Э. М. Эпштейн.

ТЕПЛОВЫДЕЛЯ́ЮЩИЙ ЭЛЕМЕ́НТ — см. *ТВЭЛ*.

ТЕПЛОВЫЕ НЕЙТРОНЫ — нейтроны с кинетич. энергией ниже 0,5 эВ; образуются при замедлении быстрых нейтронов до теплового равновесия с атомами замедляющей среды. Этот процесс наз. термализацией нейтронов. Распределение Т. н. в замедлителе по скоростям определяется его темп-рой в соответствии с *Максвелла распределением* для молекул газа. Энергия, соответствующая наиб. вероятной скорости Т. н., равна $8{,}6 \cdot 10^{-5} T$ эВ (где T — абс. темп-ра в К).

Лит. см. при ст. *Нейтронная физика. Замедление нейтронов.*

ТЕПЛОЁМКОСТЬ — кол-во теплоты, поглощаемой телом при нагревании на 1 градус (1 °С или 1 К); точнее — отношение кол-ва теплоты, поглощаемой телом при бесконечно малом изменении его темп-ры, к этому изменению. Т. единицы массы вещества наз. удельной Т., 1 моля вещества — молярной (мольной) Т. Единицами Т. служат Дж/(кг · К), Дж/(моль · К), Дж/($м^3$ · К) и внесистемная единица кал/(моль · К).

Кол-во теплоты, поглощённой телом при изменении его состояния, зависит не только от начального и конечного состояний (в частности, от их темп-ры), но и от способа, к-рым был осуществлён процесс перехода между ними. Соответственно от способа нагревания тела зависит и его Т. Обычно различают Т. при пост. объёме (C_V) и Т. при пост. давлении (C_P), если в процессе нагревания поддерживаются постоянными соответственно объём тела или давление. При нагревании при пост. давлении часть теплоты идёт на производство работы расширения тела, а часть — на увеличение его *внутренней энергии*, тогда как при нагревании при пост. объёме вся теплота расходуется на увеличение внутр. энергии; в связи с этим C_P всегда больше, чем C_V. Для газов (разреженных настолько, что их можно считать идеальными) разность мольных Т. $C_P - C_V = R$, где R — универсальная *газовая постоянная*, равная 8,314 Дж/(моль · К) или 1,986 кал/(моль · К). У жидкостей и твёрдых тел разница между C_P и C_V сравнительно мала. Т. C_P нек-рых веществ и материалов приведены в табл. 1 и 2.

Из 1-го и 2-го начал термодинамики следует, что $C_P = T(\partial S/\partial T)_P$, а $C_V = T(\partial S/\partial T)_V$, т. е. Т. пропорц. производной от *энтропии* S системы по темп-ре T при соответствующих условиях.

Теоретич. вычисление Т., в частности её зависимости от темп-ры тела, не может быть осуществлено при помощи чисто термодинамич. методов и требует применения методов *статистической физики* (знания микроструктуры вещества). Для газов вычисление Т. сводится к вычислению ср. энергии теплового движения отд. молекул. Это движение складывается из поступат. и вращат. движений молекулы как целого и из колебаний атомов внутри молекулы. Согласно классич. статистике, на каждую степень свободы поступат. и вращат. движений приходится в мольной Т. (C_V) газа величина, равная $R/2$, а на каждую колебат. степень свободы — R; это правило наз. *равнораспределения законом*. Частица одноатомного газа обладает всего тремя поступат. степенями свободы, соответственно его Т. C_V должна составлять $3R/2$ [т. е. ок. 12,5 Дж/(моль · К), или ≈ 3 кал/(моль · К)], что хорошо согласуется с опытом. Молекула двухатомного газа обладает тремя поступат., двумя вращат. и одной колебат. степенями свободы, и закон равнораспределения приводит к значению $C_V = 7R/2$; опыт показывает, что Т. моля двухатомного газа (при обычных темп-рах) составляет $5R/2$. Это расхождение теории и эксперимента связано с тем, что при вычислении Т. необходимо учитывать квантовые эффекты, т. е. пользоваться квантовой статистикой. Согласно *квантовой механике*, всякая система частиц, совершающих колебания или вращения (в т. ч. молекула газа), может обладать лишь определ. дискретными значениями энергии. Если энергия теплового движения в системе недостаточна для возбуждения колебаний определ. частоты, то эти колебания не вносят своего вклада в Т. системы (соответствующая степень свободы оказывается «замороженной» — к ней неприменим закон равнораспределения). Темп-ра T, при достижении к-рой закон равнораспределения оказывается применимым к вращат. или колебат. степени свободы, определяется квантовомеханич. соотношением $T \gg h\nu/k$, где ν — частота колебаний.

Табл. 1. — **Мольная теплоёмкость C_P в Дж/(моль · К) некоторых веществ при атмосферном давлении и $T = 298{,}15$ К**

Вещество	C_P	Вещество	C_P
Газы		Твёрдые тела	
Ar	20,79	C (алмаз)	6,12
Ne	20,79	C (графит)	8,53
N_2	29,12	Al	24,35
O_2	29,36	Cu	24,52
Воздух	29,2	α-Fe	25,02
NH_3	35,52	Ag	25,49
Жидкости		Pb	26,44
Hg	27,98	β-Fe	26,74
H_2O	75,15	NaCl	50,79
C_3H_6O (ацетон)	125	AgI	54,43
C_6H_6 (бензол)	136,1	Al_2O_3	79,01
H_2SO_4	138,9	U_3O_8	237,9

Табл. 2. — **Теплоёмкость C_P в кДж/(кг · К) некоторых технических материалов при атмосферном давлении**

Название	C_P	Название	C_P
Гранит (0 °С)	0,65	Слюда (20 °С)	0,88
Песок (0—100 °С)	~0,8	Известняк (0—100 °С)	0,92
Асбест (20—98 °С)	0,82	Дерево (20 °С)	~1,3
Бетон (0 °С)	0,84	Текстолит (200 °С)	~1,47

Интервалы между вращат. уровнями энергии двухатомной молекулы (делённые на k) составляют всего неск. К и лишь для такой лёгкой молекулы, как молекула водорода, достигают сотни К. Поэтому при обычных темп-рах вращат. часть Т. двухатомных (а также многоатомных) газов подчиняется закону равнораспределения. Интервалы же между колебат. уровнями энергии достигают неск. тысяч К, и поэтому при обычных темп-рах закон равнораспределения неприменим к колебат. части Т. Вычисление Т. по квантовой статистике приводит к результату, что колебат. Т. быстро убывает при понижении темп-ры, стремясь к нулю. Этим объясняется то обстоятельство, что уже при обычных темп-рах колебат. часть Т. практически отсутствует и Т. моля двухатомного газа равна $5R/2$ вместо $7R/2$.

При достаточно низких темп-рах Т. вообще должна вычисляться с помощью квантовой статистики. При $T \to 0$ Т. убывает в согласии с т. н. принципом Нернста (*третьим началом термодинамики*).

В твёрдых (кристаллич.) телах тепловое движение атомов представляет собой малые колебания вблизи определ. положений равновесия (узлов кристаллич. решётки). Каждый атом обладает, т. о., тремя колебат. степенями свободы, и, согласно закону равнораспределения, мольная Т. твёрдого тела (Т. кристаллич. решётки) должна быть равной $3nR$, где n — число атомов в молекуле. В действительности, однако, это значение — лишь предел, к к-рому стремится Т. твёрдого тела при высоких темп-рах. Он достигается уже при обычных темп-рах у мн. элементов, в т. ч. у *металлов* ($n = 1$, т. н. *Дюлонга и Пти закон*) и у нек-рых простых соединений [NaCl, MnS ($n = 2$), $PbCl_2$ ($n = 3$) и др.]; у сложных соединений этот предел фактически не достигается, т. к. раньше наступает *плавление* вещества или его разложение.

При низких темп-рах решёточная составляющая Т. твёрдого тела оказывается пропорц. T^3 (*Дебая закон теплоёмкости*). Критерием, позволяющим различать высокие

и низкие темп-ры, является сравнение их с характерным для каждого данного вещества параметром — т. н. характеристической или *Дебая температурой* θ_D. Эта величина определяется спектром колебания атомов в теле и тем самым существенно зависит от его кристаллич. структуры (см. *Колебания кристаллической решётки*). Обычно θ_D — величина порядка неск. сотен К, но может достигать (напр., у алмаза) и тысяч К.

У металлов определ. вклад в Т. дают также и электроны проводимости (см. *Электронная теплоёмкость*). Эта часть Т. может быть вычислена с помощью Ферми — Дирака статистики, к-рой подчиняются электроны. Электронная Т. металла пропорц. T. Она представляет собой, однако, сравнительно малую величину, её вклад в Т. металла становится существенным лишь при темп-рах, близких к абс. нулю (порядка неск. К), когда решёточная Т. ($\sim T^3$) становится пренебрежимо малой. У кристаллич. тел с упорядоченным расположением спиновых магн. моментов атомов (ферро- и антиферромагнетиков) существует дополнит. магн. составляющая Т. При темп-ре фазового перехода в парамагн. состояние (в *Кюри точке* или соответственно *Нееля точке*) эта составляющая Т. испытывает резкий подъём — наблюдается «пик» Т., что является характерной особенностью фазовых переходов 2-го рода.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Статистическая физика, 3 изд., ч. 1, М., 1976; Таблицы физических величин. Справочник, под ред. И. К. Кикоина, М., 1976. *Е. М. Лифшиц.*

ТЕПЛОЗАЩИ́ТА — средство для обеспечения нормального температурного режима в установках и аппаратах, работающих в условиях подвода к поверхности значит. тепловых потоков ($q \gg 10$ Вт/см^2), когда применение простой теплоизоляции становится невозможным.

Методы Т. 1. Конвективное охлаждение — подходящие к тонкой металлич. обшивке тепловые потоки отводятся в охлаждающую жидкость или газ, к-рые протекают с другой стороны обшивки.

2. Заградит. охлаждение — через отверстие или щель вблизи охлаждаемой поверхности в направлении потока подаётся струя холодного газа. Заградит. эффект струи уменьшается по мере её перемешивания с горячим газом.

3. Плёночное охлаждение — аналогично заградительному, с той разницей, что через щель или отверстие подаётся жидкий охладитель, образующий на охлаждаемой поверхности защитную плёнку. Защитный эффект уменьшается по мере испарения плёнки и её разбрызгивания.

4. Пористое охлаждение — жидкий или газообразный охладитель подаётся через пористую или перфорированную поверхность аппарата. При охлаждении жидкостью расход её подбирается т. о., чтобы жидкость испарялась внутри пор.

5. Т. с помощью теплопоглощающей оболочки — подходящее к поверхности тепло поглощается за счёт тепло-

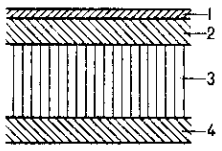


Рис. 1.

в процессе уноса массы этих покрытий. Поглощаемое тепло идёт на нагрев материала, а также на разл. фазовые и хим. превращения.

При применении методов 4 и 7, а также частично методов 2 и 3 возникает дополнит. заградит. эффект в результате вдува газообразного охладителя в пограничный слой, что приводит к снижению подходящего к поверхности теплового потока. При не слишком больших расходах газообразного охладителя G_v снижение теплового потока $q = q_0 - \beta(I_{00} - I_w)G_v$, где q_0 — тепловой поток к непроницаемой поверхности, I_{00} — энтальпия торможения, а I_w — энтальпия внеш. газа при темп-ре стенки. Коэф. вдува $\beta = a(M_v/M_0)^b$, где M_v и M_0 — молекулярные веса внеш. и вдуваемого газов, причём коэф. a и b зависят от геометрии тела и режима течения в пограничном слое (ламинарный или турбулентный).

Метод Т. с помощью разрушающихся покрытий — пассивный и поэтому обладает повыш. надёжностью по сравнению с активными методами Т., для к-рых требуются спец. системы подачи охладителя по заданной программе. Эффективность разрушающихся теплозащитных покрытий измеряется т. н. эфф. энтальпией $I_{эф} = q_0/G$ (где G — масса, уносимая с единицы поверхности в единицу времени), характеризующей кол-во тепла, необходимое для уноса единицы массы материала.

Разрушающиеся теплозащитные покрытия подразделяются на классы в соответствии с механизмом разрушения. а) Плавящиеся покрытия — разрушаются в результате перехода материала из твёрдого состояния в жидкое. Образующаяся на поверхности материала плёнка расплава может частично или полностью переходить в газообразное состояние. Кристаллич. материалы (напр., металлы) характеризуются наличием фиксированной темп-ры плавления и сравнительно малой вязкостью расплава. Жидкая плёнка на поверхности этих материалов имеет незначит. толщину и почти не перегревается, из-за чего расплав практически не испаряется. Аморфные (стеклообразные) материалы при нагревании постепенно переходят из твёрдого состояния в жидкое в связи с тем, что их вязкость представляет собой экспоненциальную ф-цию темп-ры $\mu = \exp(C_1/T + C_2)$, где C_1 и C_2 — постоянные. Жидкая плёнка на их поверхности обладает большой вязкостью, благодаря чему доля испарения ψ в нек-рых случаях может приближаться к единице. $I_{эф}$ плавящихся покрытий равна: $I_{эф} = c(T - T_0) + r + \psi[l + \beta(I_{00} - I_w)]$, где c — уд. теплоёмкость материала, r и l — соответственно скрытые теплоты плавления и испарения (для аморфных материалов $r = 0$), T_0 — темп-ра непрогретого материала. б) Сублимиру-

ми хим. реакциями и слабо изменяется в широком диапазоне внешних условий.

Большинство применяемых на практике теплозащитных покрытий — довольно сложные композиции. В процессе уноса массы таких покрытий протекают разл. физ.-хим. превращения как внутри материала, так и на его поверхности и в газообразном пограничном слое. Однако, как правило, к.-л. процесс — определяющий. Напр., в случае покрытия из стеклопластика, состоящего из стеклянных волокон и органич. связки (рис. 2), по мере прогрева глубинных слоёв материала *1* при нек-рой темп-ре начинается термич. разложение органич. связки (коксованис). Коксование протекает в области *2* и полностью заканчивается до начала плавления стекловолокна. Образующиеся при коксовании газы вырываются наружу, а твёрдый остаток — кокс — вместе со стекловолокном располагается непосредственно под поверхностью в слое *3*. На поверхности покрытия стекловолокно плавится и образует жидкую плёнку *4*, в к-рой содержатся твёрдые частицы кокса. Пары стекла вместе с газообразными продуктами разложения органич. связки и продуктами окисления частичек кокса поступают в газообразный пограничный слой *5*. Для стеклопластика определяющим является процесс плавления и испарения наполнителя из стекла, поэтому данный материал может быть отнесён к классу плавящихся покрытий.

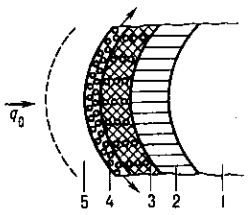


Рис. 2.

Выбор конкретного способа Т. производится с учётом особенностей работы установки или аппарата. В качестве примера на рис. 3 приведена сравнит. весовая характеристика разл. методов Т. искусств. спутника Земли, входящего в атмосферу по баллистич. траектории. По оси ординат отложен полный вес Т. P, а по оси абсцисс — баллистич. коэф. $\sigma = m/C_D S$, где m — масса спутника, C_D — его коэф. сопротивления, а S — площадь поперечного сечения. Кривая *1* характеризует пористое охлаждение, кривая *2* — Т. с помощью плавящегося покрытия, для к-рого $\psi = 0{,}25$, а кривая *3* — Т. с помощью сублимирующего покрытия.

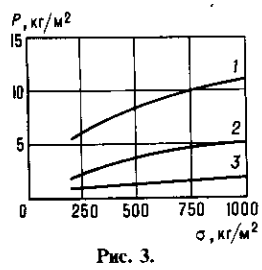


Рис. 3.

Н. А. Анфимов.

ТЕПЛООБМЕ́Н — самопроизвольный необратимый процесс переноса теплоты, обусловленный градиентом темпры. В общем случае перенос теплоты может также вызываться неоднородностью полей др. физ. величин, напр. градиентом концентраций (см. *Дюфура эффект*). Различают след. виды Т.: *теплопроводность, конвекция, лучистый теплообмен*, Т. при фазовых превращениях; на практике Т. часто осуществляется неск. видами сразу. Т. определяет или сопровождает мн. процессы в природе (напр., эволюцию звёзд и планет, метеорологич. процессы на поверхности Земли и т. д.), в технике и быту. Во мн. случаях, напр. при исследовании процессов сушки, испарит. охлаждения, диффузии, Т. рассматривается совместно с массообменом. Т. между двумя теплоносителями (газами, жидкостями) через разделяющую их твёрдую стенку или через поверхность раздела между ними наз. *теплопередачей*.

ТЕПЛООТДА́ЧА — теплообмен между поверхностью твёрдого тела и соприкасающейся с ней средой — теплоносителем (жидкостью, газом). Т. осуществляется *конвекцией, теплопроводностью, лучистым теплообменом*. Различают Т. при свободном и вынужденном движении теплоносителя, а также при изменении его агрегатного состояния. Интенсивность Т. характеризуется коэф. Т. — кол-вом теплоты, переданным в единицу времени через единицу поверхности при разности темп-р между поверхностью и средой-*теплоносителем в* 1 К. Т. можно рассматривать как часть более общего процесса *теплопередачи*.

ТЕПЛОПЕРЕДА́ЧА — теплообмен между двумя теплоносителями через разделяющую их твёрдую стенку или через поверхность раздела между ними. Т. включает в себя теплоотдачу от более горячей жидкости или газа к стенке, теплопроводность в стенке, теплоотдачу от стенки к более холодной жидкой или газообразной среде. Интенсивность передачи теплоты при Т. характеризуется коэффициентом теплопередачи k, численно равным кол-ву теплоты, к-рое передаётся через единицу площади поверхности стенки в единицу времени при разности темп-р между теплоносителями в 1 К. Величина $R = 1/k$ наз. полным термич. сопротивлением Т. Напр., для однослойной стенки

$$R = \frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2},$$

где α_1 и α_2 — коэф. теплоотдачи от горячей жидкости к поверхности стенки и от поверхности стенки к холодной жидкости, δ — толщина стенки, λ — коэф. теплопроводности. В большинстве встречающихся на практике случаев k определяется опытным путём по разности темп-р ΔT и *тепловому потоку* δQ через элемент поверхности раздела dS: $k = \delta Q/(\Delta T dS)$.

Лит.: Михеев М. А., Михеева И. М., Основы теплопередачи, 2 изд., М., 1977; Шорин С. Н., Теплопередача, 2 изд., М., 1964.

И. Н. Розенгауз.

ТЕПЛОПРОВО́ДНОСТИ УРАВНЕ́НИЕ — ур-ние, описывающее процесс распространения теплоты в сплошной среде (газе, жидкости или твёрдом теле); осн. ур-ние матем. теории *теплопроводности*. Т. у. выражает тепловой баланс для малого элемента объёма среды с учётом поступления теплоты от источников и тепловых потерь через поверхность элементарного объёма вследствие теплопроводности. Для изотропной неоднородной среды Т. у. имеет вид

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho c_V T) = \frac{\partial}{\partial x}\left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(\lambda \frac{\partial T}{\partial y}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(\lambda \frac{\partial T}{\partial z}\right) + F,$$

где ρ — плотность среды, c_V — теплоёмкость среды при пост. объёме V; t — время; x, y, z — координаты; $T = T(x, y, z)$ — темп-ра, к-рая вычисляется при помощи Т. у.; λ — коэф. теплопроводности; $F = F(x, y, z)$ — заданная плотность тепловых источников. Величины ρ, c_V, λ зависят от координат и, вообще говоря, от T.

В случае изотропной однородной среды Т. у. принимает вид

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a^2 \Delta T + f,$$

где Δ — оператор Лапласа; $a^2 = \lambda/\rho c_V$ — коэф. температуропроводности $f = F/\rho c_V$. В стационарном состоянии, когда T не меняется со временем, Т. у. переходит в *Пуассона уравнение*: $\Delta T = f/a^2 = F_\lambda$, а в отсутствие источников теплоты — в *Лапласа уравнение* $\Delta T = 0$. Процессы *диффузии* также описываются ур-ниями типа Т. у.

Лит.: Тихонов А. Н., Самарский А. А., Уравнения математической физики, 5 изд., М., 1977; Карслоу Г., Егер Д., Теплопроводность твердых тел, пер. с англ., М., 1964; Владимиров В. С., Уравнения математической физики, 5 изд., М., 1988.

Д. Н. Зубарев.

ТЕПЛОПРОВО́ДНОСТЬ — один из видов переноса теплоты от более нагретых частей тела к менее нагретым, приводящий к выравниванию темп-ры. При Т. перенос энергии осуществляется в результате непосредств. передачи энергии от частиц (молекул, атомов, электронов), обладающих большей энергией, частицам с меньшей энергией. Если относит. изменение темп-ры T на расстоянии ср. *длины свободного пробега* частиц l мало, то выполняется осн. закон Т. (закон Фурье): плотность теплового потока q пропорц. градиенту темп-ры:

$$q = -\lambda \operatorname{grad} T, \qquad (1)$$

где λ — коэф. Т., или просто Т., не зависит от grad T (λ зависит от агрегатного состояния вещества, его атомно-молекулярного строения, темп-ры, давления, состава и т. д.).

Отклонения от закона Фурье могут появиться при очень больших значениях grad T (напр., в сильных *ударных волнах*), при *низких температурах* (для жидкого He II) и при темп-рах $\sim 10^{-4}$—10^{-5} К, когда в газах перенос энергии осуществляется не только в результате межатомных столкновений, но в осн. за счёт излучения (лучистая Т.). В разреженных газах, когда $\bar{l}$ сравнимо с расстоянием L между стенками, ограничивающими объём газа, молекулы чаще сталкиваются со стенками, чем между собой. При этом нарушается условие применимости закона Фурье и само понятие локальной темп-ры газа теряет смысл. В этом случае рассматривают не процесс Т. в газе, а теплообмен между телами, находящимися в газовой среде. Процесс Т. в сплошной среде описывается *теплопроводности уравнением*.

Для *идеального газа*, состоящего из твёрдых сферич. молекул диаметром d, согласно *кинетической теории газов*, справедливо след. выражение для λ (при $d \ll l \ll L$):

$$\lambda = \frac{1}{3}\rho c_V \bar{v}\bar{l}, \qquad (2)$$

где ρ — плотность газа, c_V — теплоёмкость единицы массы газа при пост. объёме V, $\bar{v}$ — ср. скорость движения молекул. Поскольку $\bar{l}$ пропорц. $1/p$, а $\rho \sim p$ (p — давление газа), то Т. такого газа не зависит от p.

Кроме того, коэффициенты Т. λ и *вязкости* η связаны соотношением $\lambda = (^5/_2)\eta c_V$. В случае газа, состоящего из многоатомных молекул, существенный вклад в λ вносят внутр. степени свободы молекул, что учитывает соотношение

$$\lambda = \eta c_V[(9\gamma - 5)/4],$$

где $\gamma = c_p/c_V$, c_p — уд. теплоёмкость при пост. p. В реальных газах Т. — довольно сложная ф-ция T и p, причём с ростом T и p значение λ возрастает. Для газовых смесей λ может быть как больше, так и меньше λ компонентов смеси, т. е. Т. — нелинейная ф-ция состава.

В плотных газах и жидкостях ср. расстояние между молекулами сравнимо с размерами самих молекул, а кинетич. энергия движения молекул того же порядка, что и потенц. энергия *межмолекулярного взаимодействия*. В связи с этим перенос энергии столкновениями происходит значительно интенсивнее, чем в разреженных газах и скорость передачи энергии молекул от горячих изотермич. слоёв жидкости к более холодным близка к скорости распространения малых возмущений p, равной скорости звука, т. е. $\lambda = \rho c_V u_s \bar{L}$, где u_s — скорость звука в жидкости, $\bar{L}$ — ср. расстояние между молекулами. Эта ф-ла лучше всего выполняется для одноатомных жидкостей. Как правило, λ жидкостей убывает с ростом T и слабо возрастает с ростом p. В окрестностях критич. точек жидкостей перенос теплоты определяется кооперативными эффектами (см. *Критические явления*) и Т. с приближением к критич. точкам расходится как $|T - T_к|^{-\varphi}$, где $\varphi \simeq 0{,}6$.

Т. твёрдых тел имеет разл. природу в зависимости от типа твёрдого тела. В диэлектриках, не имеющих свободных электрич. зарядов, перенос энергии теплового движения осуществляется *фононами*. У твёрдых диэлектриков $\lambda \approx c\bar{v}\bar{l}$, где c — теплоёмкость диэлектрика, совпадающая с теплоёмкостью газа фононов, $\bar{v}$ — ср. скорость фононов, приблизительно равная скорости звука, $\bar{l}$ — ср. длина свободного пробега фононов. Существование определённого конечного значения $\bar{l}$ — следствие рассеяния фононов на фононах (т. н. *переброса процессы* и нормальное рассеяние), на дефектах кристаллич. решётки (в частности, на границах кристаллитов и образца). Температурная зависимость λ определяется зависимостью от темп-ры c и $\bar{l}$.

Т. металлов определяется движением и взаимодействием носителей тока — электронов проводимости. В общем случае для металла $\lambda = \lambda_э + \lambda_{реш}$, где $\lambda_{реш}$ и $\lambda_э$ — решёточная фононная и электронная составляющие, причём при обычных темп-рах, как правило, $\lambda_э \gg \lambda_{реш}$. В процессе Т. каждый электрон переносит энергию kT, благодаря чему отношение $\lambda_э$ к электрич. проводимости σ в широком интервале темп-р пропорц. T (*Видемана — Франца закон*):

$$\lambda_э/\sigma = \frac{\pi^2}{3}\left(\frac{k}{e}\right)^2 T, \qquad (3)$$

где e — заряд электрона. В связи с тем, что у большинства металлов $\lambda_{реш} \ll \lambda_э$, в ур-нии (3) можно с хорошей точностью заменить $\lambda_э$ на λ. Обнаруженные отклонения от равенства (3) нашли своё объяснение в неупругости столкновений электронов. У полуметаллов Bi и Sb $\lambda_{реш}$ сравнима с $\lambda_э$, что связано с малостью числа свободных электронов в них.

Явление переноса теплоты в полупроводниках сложнее, чем в диэлектриках и металлах, т. к. для них существенны и $\lambda_э$ и $\lambda_{реш}$, а также в связи со значит. влиянием на λ примесей, процессов биполярной диффузии, переноса экситонов и др. факторов.

Влияние p на λ твёрдых тел с хорошей точностью выражается линейной зависимостью λ от p, причём у мн. металлов и минералов λ растёт с ростом p.

Лит.: Гиршфельдер Дж., Кертисс Ч., Берд Р., Молекулярная теория газов и жидкостей, пер. с англ., М., 1961; Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П., Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений, 2 изд., М., 1966; Ашкрофт Н., Мермин Н., Физика твердого тела, пер. с англ., т. 1—2, М., 1979; Берман Р., Теплопроводность твердых тел, пер. с англ., М., 1979.

С. П. Малышенко.

ТЕПЛОПРОВО́ДНОСТЬ ПЛА́ЗМЫ — перенос теплоты (энергии), связанный с хаотич. движением частиц и приводящий к выравниванию *температур компонент плазмы* (см. также *Переноса процессы*). Большая разница между массами электронов m_e и ионов m_i (нейтралов) приводит к медленной релаксации энергии между ними. Поэтому разделяют темп-ры электронов T_e и тяжёлых частиц T_i.

В отсутствие магн. поля $\boldsymbol{H}$ или вдоль него (при наличии) коэффициенты Т. п. оцениваются из газокинетич. теории:

$$\varkappa_{j\parallel} \sim c_j \nu_j \lambda_j^2, \qquad (1)$$

где c_j — теплоёмкость соответствующей компоненты плазмы, ν_j — частота столкновений, λ_j — длина свободного пробега. При $T_e \approx T_i$ отношение $\varkappa_{e\parallel}/\varkappa_{i\parallel} \sim \sqrt{m_i/m_e}$, т. е. в полностью ионизованной плазме в отсутствие магн. поля Т. п. обусловлена в осн. электронной компонентой.

Наложение магн. поля, сдерживающего движение заряж. частиц поперёк поля, снижает и коэф. Т. п. поперёк $\boldsymbol{H}$ (на этом основана магн. термоизоляция плазмы). Коэф. Т. п. поперёк однородного магн. поля

$$\varkappa_{j\perp} \sim c_j \rho_j^2 \nu_j \ll \varkappa_{j\parallel}, \qquad (2)$$

где $\rho_j = c\sqrt{m_j T_j}/eHZ_j$ — ларморовский радиус. В этом случае, как видно из (2), Т. п. в направлении поперёк $\boldsymbol{H}$ обусловлена ионами; при сравнимых темп-рах $\varkappa_{i\perp}/\varkappa_{e\perp} \sim \sqrt{m_i/m_e}$. В магн. поле сложной конфигурации поперечное смещение частиц между столкновениями может превышать ларморовский радиус, так что коэф. $\varkappa_{j\perp}$ оказывается больше определённого ф-лой (2), оставаясь малым по сравнению с (1). Напр., в *токамаке* в режиме редких столкновений неоклассич. коэф. поперечной Т. п. в $(H_\varphi/H_p)^2\sqrt{a/R}$ раз больше, чем (2) (здесь a, R — малый и большой радиусы тора, H_φ, H_p — тороидальное и полоидальное магн. поля). Наблюдаемая поперечная Т. п. часто оказывается намного больше, чем классическая, обусловленная столкновениями, оставаясь малой по сравнению с продольной (1). Эта аномальная Т. п. обусловлена возникающей в результате развития неустойчивостей *турбулентностью*. Появляющиеся при этом случайные электрич. поля приводят к случайным дрейфам частиц в скрещенных полях поперёк $\boldsymbol{H}$, а случайные магн. поля (случайное искривление магн. силовых линий) — к тому, что перемещение частиц вдоль мгновенных силовых линий приводит к их смещению по-

перёк среднего H (см. *Дрейф заряженных частиц*). В токамаке классическую Т. п. особенно сильно превосходит поперечная, обусловленная электронами.

В слабоионизованной плазме выделять электронную Т. п. имеет смысл лишь при достаточно высокой степени ионизации, когда межэлектронные столкновения устанавливают максвелловскую ф-цию распределения электронов. В случае низкой ионизации, когда длина релаксации энергии электронов есть одновременно длина установления ф-ции распределения, перенос электронов следует описывать кинетически.

Лит.: Хинтон Ф., Явления переноса в столкновительной плазме, пер. с англ., в кн.: Основы физики плазмы, т. 1, М., 1983; Рожанский В. А., Цендин Л. Д., Столкновительный перенос в частично ионизованной плазме, М., 1988.

В. А. Рожанский, Л. Д. Цендин.

ТЕПЛОСОДЕРЖА́НИЕ — то же, что *энтальпия*.

ТЕПЛОТА́ ИСПАРЕ́НИЯ (теплота парообразования) — кол-во теплоты, к-рое необходимо сообщить веществу в равновесном изобарно-изотермич. процессе для полного превращения жидкого вещества в пар. Т. и. равна кол-ву теплоты, выделяющемуся при конденсации пара в жидкость. Один из видов теплоты фазового перехода. Различают уд. Т. и. (измеряется в Дж/кг, ккал/кг) и мольную (молярную) Т. и. (в Дж/моль). Ниже приведены значения уд. Т. и. $L_{исп}$ нек-рых веществ при нормальном давлении (1013,25 гПа) и темп-ре кипения $T_{кип}$.

Вещество	$T_{кип}$, °C	$L_{исп} \cdot 10^5$, Дж/кг
Водород	−252,6	44,8
Азот	−195,8	1,99
Этиловый спирт	78,4	9,05
Вода	100	22,6
Ртуть	357	2,82
Свинец	1745	8,55
Медь	2540	48,2
Железо	2750	61,2

ТЕПЛОТА́ ПЛАВЛЕ́НИЯ — кол-во теплоты, к-рое необходимо сообщить веществу в равновесном изобарно-изотермич. процессе, чтобы полностью перевести его из твёрдого кристаллич. состояния в жидкое. Т. п. равна кол-ву теплоты, выделяющемуся при кристаллизации вещества из жидкой фазы. Т. п. — один из видов теплоты фазового перехода. Различают уд. Т. п. (измеряется в Дж/кг, ккал/кг) и мольную (молярную) Т. п. (в Дж/моль). Ниже приведены значения уд. Т. п. $L_{пл}$ для нек-рых веществ при нормальном давлении (1013,25 гПа) и темп-ре плавления $T_{пл}$.

Вещество	$T_{пл}$, °C	$L_{пл}$, кДж/кг
Водород	−259,1	58,2
Кислород	−218,7	13,8
Азот	−210	25,7
Ртуть	−38,86	11,9
Лёд	0	334
Натрий	97,8	102
Олово	231,9	60,2
Свинец	327,4	24,7
Цинк	419,5	102
Алюминий	660,4	385
Серебро	961,9	105
Золото	1064,49	64
Медь	1084,5	205
Кремний	1415	1409
Никель	1455	229
Кобальт	1494	264
Железо	1539	266
Хром	1890	264
Метан	−182,5	58,8
Этиловый спирт	−114,15	109
Ацетон	−95,35	97,9
Нафталин	80,28	82,4

ТЕПЛОТА́ ПОЛИМО́РФНОГО ПРЕВРАЩЕ́НИЯ — кол-во теплоты, выделяемое (поглощаемое) при равновесном изобарно-изотермич. переходе вещества из одной полиморфной модификации в другую (см. *Полиморфизм*). Т. п. п. — один из видов теплоты *фазового перехода*. Полиморфные модификации существуют у твёрдых кристаллич. веществ и *жидких кристаллов*. Модификации одного и того же вещества различаются структурой кристаллич. решётки и являются устойчивыми в определ. интервале значений темп-р, давлений и др. внеш. параметров. Переходы из одной модификации в другую связаны с изменением *энтальпии* вещества ΔH и сопровождаются выделением (поглощением) соответствующего кол-ва теплоты $Q_{пп} = \Delta H$. Значения $Q_{пп}$ для нек-рых полиморфных переходов приведены в таблице.

Вещество	Темп-ра перехода $T_{пп}$, °C	Тип решётки		$Q_{пп}$, кДж/моль
		ниже $T_{пп}$	выше $T_{пп}$	
Железо	910	Кубич. объёмно-центрированная	Кубич. гранецентрированная	0,878
	1400	Кубич. гранецентрированная	Кубич. объёмно-центрированная	0,46
Кальций	464	Кубич. гранецентрированная	Гексагональная	1,0
Марганец	727	Кубич. объёмно-центрированная (α-фаза)	Кубич. объёмно-центрированная (β-фаза)	2,24
	1101	Кубич. объёмно-центрированная	Тетрагональная	2,23
	1137	Тетрагональная	Кубич. объёмно-центрированная	1,8
Титан	1080	Гексагональная	Кубич. объёмно-центрированная	3,4
Уран	662	Орторомбическая	Тетрагональная	2,93
	769	Тетрагональная	Кубич. объёмно-центрированная	4,78
Хром	1840	Кубич. объёмно-центрированная	Кубич. гранецентрированная	1,46

ТЕПЛОТА́ СГОРА́НИЯ (теплотворная способность, калорийность) — кол-во теплоты, выделяющееся при полном сгорании топлива; измеряется в джоулях или калориях. Т. с., отнесённая к единице массы или объёма топлива, наз. уд. Т. с.: для её измерения пользуются методами *калориметрии*. Т. с. определяется хим. составом топлива. Содержащиеся в топливе хим. элементы обозначаются принятыми символами — C, H, O, N, S, а зола и вода — символами A и W соответственно. Если вода, содержащаяся в топливе и образовавшаяся при сгорании водорода топлива, присутствует в конечных продуктах сгорания в виде жидкости, то кол-во выделившейся теплоты характеризует высшую Т. с. ($Q_в$); если же вода присутствует в виде пара, то Т. с. наз. низшей ($Q_н$). Низшая и высшая Т. с. связаны соотношением $Q_в = Q_н + k(W + 9H)$, где $k = 25$ кДж/кг (6 ккал/кг).

Т. с., отнесённая к рабочей массе топлива ($Q^р$), может быть рассчитана по эмпирич. ф-лам, напр. по ф-ле Менделеева: $Q^р = 81\ C^р + 300\ H^р - 26\ (O^р - S^р_л) - 6\ (9H^р + W^р)$, где $S^р_л$ — содержание в рабочей массе топлива летучей серы. Для сравнит. расчётов широко пользуются т. н. условным топливом с уд. Т. с. 29308 кДж/кг (7000 ккал/кг), что в 4,87 раза ниже уд. Т. с. водорода (142 868 кДж/кг). В табл. приведены значения $Q^р_н$ (МДж/кг) и жаропроиз-

водительности $T_а$ — темп-ры, достигаемой при полном сгорании топлива в воздухе.

Наряду с природным органич. топливом в совр. технике (напр., в ракетах) широко применяют особые виды топлива, для к-рых значения $Q^р_н$ существенно выше, чем для природных топлив.

Вид топлива	Состав по массе, %							$Q^р_н$, МДж/кг	$T_а$, °С
	$C^р$	$H^р$	$S^р$	$N^р$	$O^р$	$W^р$	$A^р$		
Торф	24,7	2,6	0,1	1,1	15,2	5,0	6,3	8,1	1600
Дрова	30,3	3,6	—	0,4	25,1	40	0.6	10,2	1600
Бурый уголь	43,7	3	0,2	0,6	13,5	33	6	15	1800
Каменный уголь	55,2	3,8	3,2	1,0	5,8	8	23	22	2050
Природный газ (метан)	74	25	—	1,0	—	—	—	35,6*	2000
Мазут	83	10,4	2,8	—	0,7	3	0,1	39,2	2100
Бензин	85	14,9	0,05	—	0,05	—	—	44	2100

* Теплота сгорания природного газа дана в МДж/м³.

ТЕПЛОТА́ ФА́ЗОВОГО ПЕРЕХО́ДА — кол-во теплоты, к-рое необходимо сообщить веществу (или отвести от него) при равновесном изобарно-изотермич. переходе вещества из одной фазы в другую (фазовом переходе 1-го рода — кипении, плавлении, кристаллизации, полиморфном превращении и т. п.). Существование Т. ф. п. физически обусловлено различием *энергий связи* вещества в соответств. фазах. Для фазовых переходов 2-го рода Т. ф. п. равна нулю. Равновесный фазовый переход при данном давлении происходит при пост. темп-ре — темп-ре фазового перехода. Т. ф. п. равна произведению темп-ры фазового перехода на разность энтропий в двух фазах, между к-рыми происходит переход. Различают уд. и мольную (молярную) Т. ф. п., отнесённые соответственно к 1 кг и 1 молю вещества (см. *Теплота испарения*, *Теплота плавления*, *Теплота полиморфного превращения*).

ТЕ́РА... (от греч. téras — чудовище) — приставка к наименованию единиц физ. величины для образования наименования кратной единицы, равной 10^{12} исходных единиц. Краткое обозначение — Т. Пример: 1 ТН (тераньютон) = 10^{12} Н.

ТЕ́РБИЙ (лат. Terbium), Tb, — хим. элемент III группы периодич. системы элементов Менделеева, ат. номер 65, ат. масса 158,925, относится к лантаноидам. В природе представлен одним стабильным нуклидом ^{159}Tb. Электронная конфигурация внеш. оболочек $4s^2p^6d^{10}f^8 5s^2p^6d^1 6s^2$. Энергии последоват. ионизации 5,85, 11,5, 21,9, 39,8 эВ. Кристаллохим. радиус атома Т. 0,177 нм, радиус иона Tb^{3+} 0,089 нм. Значение электроотрицательности 1,3. Работа выхода электронов 3,09 эВ.

В свободном виде — мягкий серебристо-белый металл. Существуют две полиморфные модификации: α-Tb и β-Tb, темп-ра фазового перехода 1287 °С. α-Tb обладает гексагональной плотно упакованной кристаллич. решёткой с параметрами $a = 360{,}4$ пм, $c = 569{,}8$ пм. Плотность 8,272 кг/дм³, $t_{пл} = 1356$ °С, $t_{кип} = 3230$ °С, теплоёмкость $c_p = 28{,}88$ Дж/(моль·К), теплота плавления 10,78 кДж/моль, теплота испарения 330,6 кДж/моль. Темп-ра Дебая 158 К. Ферромагнитен, магн. восприимчивость α-Tb $1210 \cdot 10^{-9}$ (при 20 °С). Точка Кюри 221 К. Уд. электрич. сопротивление 1,16 мкОм·м (при 298 К). Коэф. линейного теплового расширения $1{,}03 \cdot 10^{-5} К^{-1}$ (298 К), теплопроводность 10,2 Вт/(м·К) (при 291 К). Тв. по Бринеллю 686,7 МПа, модуль нормальной упругости 63,2 ГПа, модуль сдвига 25,4 МПа.

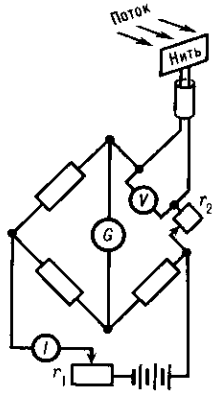
Степень окисления +3 и, реже, +4. Т. применяют в производстве спец. стёкол, магн. сплавов, кристаллофосфоров. Из искусств. радионуклидов практич. применение находит β-радиоактивный ^{160}Tb ($T_{1/2} = 72{,}3$ сут).

С. С. Бердоносов.

ТЕРМАЛИЗА́ЦИЯ НЕЙТРО́НОВ — замедление нейтронов при их распространении в среде до тепловых энергий; см. *Диффузия нейтронов*, *Замедление нейтронов*.

ТЕРМИ́ЧЕСКИЕ КОЭ́ФФИЦИЕ́НТЫ — величины, характеризующие изменение к.-л. параметра, входящего в термич. *уравнение состояния* термодинамич. системы (объёма V, давления p) в зависимости от др. параметра (давления p, темп-ры T) в определ. термодинамич. процессе. Различают изотермич. коэф. сжатия (изотермич. *сжимаемость*) $\beta_T = -V^{-1}(\partial V/\partial p)_T$; адиабатный коэф. сжатия (адиабатич. сжимаемость) $\beta_S = -V^{-1}(\partial V/\partial p)_S$; изохорный коэф. давления $\gamma = p^{-1}(\partial p/\partial T)_V$ и изобарный коэф. расширения (коэф. объёмного расширения) $\alpha = V^{-1}(\partial V/\partial T)_p$.

ТЕРМОАНЕМО́МЕТР — прибор для измерения скорости потока жидкости или газа от 0,1 м/с и выше, принцип действия к-рого основан на зависимости между скоростью потока и теплоотдачей проволочки, помещённой в поток и нагретой электрич. током. Осн. часть Т. — мост измерительный (рис.), в одно плечо к-рого включён чувствит. элемент в виде нити из никеля, вольфрама или платины длиной 3—12 мм и диам. 0,005—0,15 мм, укреплённой на тонких электропроводных стержнях. Кол-во теплоты, передаваемой нагретой проволочкой потоку жидкости (газа), зависит от физ. характеристик движущейся среды, геометрии и ориентации проволочки. С увеличением темпры проволочки чувствительность Т. увеличивается. Благодаря малой инерционности, высокой чувствительности, точности и компактности Т. широко применяется при изучении неустановившихся движений и течений в пограничном слое вблизи стенки, для определения направления скорости потока (двух- и трёхниточные Т.) и гл. обр. турбулентности возд. потоков. Т. пользуются для зондирования потоков как при обычных давлениях, так и при больших разрежениях.



Лит.: Попов С. Г., Измерение воздушных потоков, М.—Л., 1947; Гордин С. М., Слезингер И. И., Аэромеханические измерения, М., 1964.

ТЕРМОГАЛЬВАНОМАГНИ́ТНЫЕ ЯВЛЕ́НИЯ — явления переноса теплоты и зарядов в проводнике, происходящие при одноврем. воздействии электрич. и магн. полей, а также градиента темп-ры. Одновременно наличие этих трёх факторов приводит не только к изменению кинетич. коэф., характеризующих проводник: коэф. теплопроводности $\varkappa$, коэф. Холла R (см. *Холла эффект*), проводимости σ, коэф. *термоэдс* α, но и к появлению «перекрёстных» явлений. К последним относятся поперечный и продольный *Нернста — Эттингсхаузена эффекты*, *Нернста эффект*, *Эттингсхаузена эффект*, а также эффекты, обусловленные влиянием магн. поля на *термоэлектрические явления* и воздействием градиента темп-ры (или потока теплоты) на *гальваномагнитные явления*. Т. я. могут наблюдаться в *полупроводниках*, *металлах*, *полуметаллах*, *плазме* и др.

При феноменологич. описании Т. я. обычно пользуются системой ур-ний, в к-рой поток теплоты q и электрич. поле E выражены через плотность тока j, разность потенциалов φ и градиент темп-ры $\nabla_x T$:

$$E_i = \sigma_{ik}^{-1} j_k + \alpha_{ik} \nabla_x^k T,$$
$$q - \varphi j_i = \beta_{ik} j_k - \varkappa_{ik} \nabla_x^k T. \qquad (1)$$

Тензоры σ_{ik}^{-1}, $\varkappa_{ik}$, α_{ik}, β_{ik}, согласно соотношению симметрии кинетич. коэф. в магн. поле (см. *Онсагера теорема*), удовлетворяют соотношениям

$$\sigma_{ik}^{-1}(H) = \sigma_{ki}^{-1}(-H),\ \varkappa_{ik}(H) = \varkappa_{ki}(-H),$$
$$\alpha_{ik}(H) = \beta_{ki}(-H)/T. \qquad (2)$$

Для изотропного проводника ур-ния (1), (2) приводят к двум векторным ур-ниям

$$E = \sigma^{-1} j + \alpha \nabla T + R\,[Hj] + A_{НЭ}\,[H \nabla T],$$
$$q - \varphi j = \alpha j T + \varkappa \nabla T + A_{НЭ}\,[Hj] + A_{МРЛ}\,[H \nabla T]. \qquad (3)$$

Ур-ния (3) содержат 6 независимых скалярных кинетич. коэф., зависящих от магн. поля H: σ, $\varkappa$, α, а также R, $A_{\text{НЭ}}$, $A_{\text{МРД}}$ — коэф., характеризующие эффекты Холла, Нернста—Эттингсхаузена и *Маджи—Риги—Ледюка эффект*.

В металлах и вырожденных полупроводниках перенос заряда и тепла осуществляется носителями заряда с энергиями вблизи энергии Ферми $\mathscr{E}_F$ в узком слое kT. Поэтому величины всех коэф. малы, порядка $kT/\mathscr{E}_F$. В полупроводниках с двумя сортами носителей заряда (электронами и дырками) существенный вклад в Т. я. вносит биполярное движение электронов и дырок, поэтому все кинетич. коэф. Т. я. содержат составляющую, пропорц. $\mathscr{E}_g/kT$, где $\mathscr{E}_g$ — ширина запрещённой зоны полупроводника, и, т. о., все коэф. в (3) возрастают.

Обычно с помощью (3) Т. я. в изотропном проводнике классифицируются след. образом: ось z выбирают вдоль $\boldsymbol{H}$ и различают продольные ($j_x=j_y=0$, $q_x=q_y=0$) и поперечные ($j_z=0$, $E_z=0$, $\nabla_z T=0$) эффекты. При этом Т. я. подразделяют на изотермические ($\nabla_x T=0$) и адиабатические ($q_x=0$; см. табл.).

Поперечные термогальваномагнитные явления (и — изотермические, а — адиабатические)

	Коэф., характеризующие явление	Условия наблюдения	Измеряемая величина
Электропроводность (и, а)	$\sigma=j_x/E_x$	$\nabla_x T=0$ $j_y=0$	E_x
Теплопроводность (и, а)	$\varkappa=-q_x/\nabla_x T$	$j_x=j_y=0$	q_x
Магнетотермоэлектрический эффект (и, а)	$\gamma=E_y/\nabla_x T$	—»—	E_y
Эффект Холла (и, а)	$R=E_y/Hj_x$	$\nabla_x T=0$ $j_y=0$	E_y
Эффект Нернста—Эттингсхаузена (и, а)	$A_{\text{НЭ}}=E_y/H\nabla_x T$	$j_x=j_y$	E_y
Эффект Эттингсхаузена (а)	$A_э=\nabla_y T/Hj_x$	$\nabla T_x=0$ $j_y=0$	$\nabla_y T$
Эффект Риги—Ледюка (а)	$A_{\text{РЛ}}=\nabla_y T/H\nabla_x T$	$j_x=j_y=0$	$\nabla_y T$

Коэф. $A_{\text{РЛ}}$ и $A_э$ характеризуют соответственно *Риги—Ледюка эффект* и Эттингсхаузена эффект.

Указанные в табл. кинетич. коэф. связаны между собой соотношениями

$$A_э=TA^{\text{и}}_{\text{НЭ}}\varkappa^{\text{и}};\ \varkappa^{\text{а}}-\varkappa^{\text{и}}=H(\varkappa^{\text{и}})^2A^2_{\text{РЛ}};$$

$$(\sigma^{-1})^{\text{и}}-(\sigma^{-1})^{\text{а}}=H^2A^{\text{и}}_{\text{НЭ}}A_э;\ R^{\text{а}}-R^{\text{и}}=\alpha^{\text{и}}A_э;$$

$$A^{\text{и}}_{\text{НЭ}}-A^{\text{а}}_{\text{НЭ}}=\alpha^{\text{и}}A_{\text{РЛ}};\ \alpha^{\text{и}}-\alpha^{\text{а}}=A^{\text{и}}_{\text{НЭ}}A_{\text{РЛ}}H^2/\varkappa^{\text{и}}.$$

По определению, эффекты Эттингсхаузена и Риги — Ледюка могут быть только адиабатическими, остальные Т. я. могут быть как изотермическими, так и адиабатическими. Обычно измерения коэф. Т. я. выполняются в калориметрич. приборах, когда условия эксперимента близки к адиабатическим. Однако если фононная часть теплопроводности значительно больше электронной, то адиабатич. коэф. практически совпадают с изотермическими.

Коэф., характеризующие Т. я., зависят от механизма *рассеяния носителей заряда* и чувствительны к зависимости времени релаксации импульса τ носителей заряда (времени свободного пробега) от их энергии. Кроме того, на эти коэф. влияют зонная структура энергетич. спектра носителей заряда (см. *Зонная теория*), форма *ферми-поверхности*, *увлечение электронов фононами*, тип примесей и т. д. Зависимость коэф. Т. я. от H определяется параметром $\omega_c\tau$, где $\omega_c=eH/mc$ — *циклотронная частота* носителей заряда (m — их эфф. масса). В случае т. н. слабых магн. полей ($\omega_c\tau\ll 1$) все коэф. не зависят от H.

Практич. применение Т. я. основано на использовании *Пельтье эффекта* для охлаждения приборов и устройств, помещённых в сильное магн. поле. Это может приводить к значит. увеличению термоэлектрич. эффективности $Z=\alpha^2\sigma$ за счёт роста в магн. поле коэф. термоэдс α при неизменном значении отношения $\sigma/\varkappa$ (в магн. поле выполняется *Видемана—Франца закон*).

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Электродинамика сплошных сред, 2 изд., М., 1982; Цидильковский И. М., Термомагнитные явления в полупроводниках, М., 1960; Блатт Ф., Физика электронной проводимости в твердых телах, пер. с англ., М., 1971; Зеегер К., Физика полупроводников, пер. с англ., М., 1977; Аскеров Б. М., Электронные явления переноса в полупроводниках, М., 1985; Гуревич Ю. Г., Парадоксы теплопроводности в полупроводниках, «Природа», 1986, № 3, с. 66. *А. Э. Мейерович.*

ТЕРМОДЕСОРБЦИО́ННАЯ СПЕКТРОМЕТРИ́Я — методы исследования адсорбционно-десорбционных процессов на поверхности твёрдого тела, помещённого в вакуумную камеру, путём измерения в ней давления газа или потока нейтральных частиц, десорбируемых с поверхности тела при её нагреве (т. е. при *термодесорбции*). Для регистрации десорбируемых частиц применяют ионизационные манометры и масс-спектрометры. Последние позволяют регистрировать до 10^{-5} от адсорбированного монослоя (при площади поверхности 1 см^2). В качестве адсорбентов обычно используют грани монокристаллов, текстурированные ленты и поликристаллич. нити. Для получения параметров термодесорбции применяют программированный нагрев. Т. с. используется для определения концентрации адсорбированных частиц, энергии связи адсорбированных частиц с подложкой и друг с другом, а также для анализа фазовых переходов и хим. превращений в адсорбированных слоях. Десорбируемые радикалы могут вступать в реакции с газами, адсорбированными на внутр. стенках прибора, и вызывать десорбцию вторичных частиц, искажающую результаты анализа. Для подавления этих нежелательных эффектов стенки прибора покрывают пленкой активного вещества (при темп-ре жидкого азота), способного связывать попадающие на стенки частицы (режим «черной» камеры).

Лит.: Агеев В. Н., Адсорбционно-десорбционные процессы на поверхности твердого тела, «Поверхность. Физика, химия, механика», 1984, в. 3, с. 5. *В. Н. Агеев.*

ТЕРМОДЕСО́РБЦИЯ — удаление атомов, молекул и радикалов с поверхности твёрдого тела при его нагревании. Связь частицы с поверхностью разрывается в результате термич. возбуждения, и десорбция происходит в условиях термич. равновесия с подложкой. Поэтому десорбируемые частицы имеют максвелловское распределение по кинетич. энергиям с темп-рой, равной темп-ре подложки, и зависимость скорости десорбции от темп-ры определяется энергией связи частиц с поверхностью. Частный случай Т.— *поверхностная ионизация*, при к-рой эмиссия положит. или отрицат. ионов возникает в процессе изоэнергетич. обмена электронами между десорбируемыми частицами и подложкой.

Лит.: Агеев В. Н., Зандберг Э. Я., Адсорбционно-десорбционные процессы на поверхности твердого тела. «Вестник АН СССР», 1985, № 12, с. 17. *В. Н. Агеев.*

ТЕРМОДИНА́МИКА — наука о наиболее общих тепловых свойствах макроскопич. тел. Термодинамич. подход не требует привлечения упрощённых моделей рассматриваемых явлений, поэтому выводы Т. имеют универсальный характер.

История развития термодинамики. Зарождение Т. как науки связано с именем Г. Галилея (G. Galilei), к-рый ввёл понятие *температуры* и сконструировал первый прибор, реагирующий на изменения темп-ры окружающей среды (1597). К. Ренальдини (C. Renaldini) предложил градуировать термометр по реперным точкам. Г. Д. Фаренгейт (G. D. Fahrenheit, 1714), Р. Реомюр (R. Reaumur, 1730) и А. Цельсий (A. Celsius, 1742) создали температурные шкалы в соответствии с этим принципом. В результате работ Г. В. Рихмана (1744) формируется понятие теплоты.

Дж. Блэк (J. Black) ввёл понятия скрытой теплоты плавления (1757) и теплоёмкости (1770). И. Вильке (J. Wilcke, 1772) ввёл определение калории как кол-ва тепла, необходимого для нагревания 1 г воды на 1 °С. А. Лавуазье (A. Lavoisier) и П. Лаплас (P. Laplace) в 1780 сконструировали калориметр (см. *Калориметрия*) и впервые экспериментально определили уд. теплоёмкости ряда веществ. В 1824 С. Карно (N. L. S. Carnot) опубликовал работу, посвящённую исследованию принципов работы тепловых двигателей. Б. Клапейрон (B. Clapeyron) ввёл графич. представление термодинамич. процессов и развил метод бесконечно малых циклов (1834). Ю. Р. Майер (J. R. Mayer) сформулировал принцип взаимопревращаемости теплового и механич. движений и теоретически вычислил термомеханич. эквивалент (1842), экспериментально его определил Дж. П. Джоуль (J. P. Joule, 1843). Г. Гельмгольц (G. Helmholtz) отметил универсальный характер закона сохранения энергии (1847). Впоследствии Р. Клаузиус (R. Clausius) и У. Томсон (Кельвин; W. Thomson) систематически развили теоретич. аппарат Т., в основу к-рого положены *первое начало термодинамики* и *второе начало термодинамики*. Развитие 2-го начала привело Клаузиуса к определению *энтропии* (1854) и формулировке закона возрастания энтропии (1865). Статистич. интерпретация энтропии была дана Л. Больцманом (L. Boltzmann, 1872). Начиная с работ Дж. У. Гиббса (J. W. Gibbs, 1873), предложившего метод *термодинамических потенциалов*, развивается теория термодинамич. равновесия. Во 2-й пол. 19 в. проводились исследования Т. реальных газов. Особую роль сыграли эксперименты Т. Эндрюса (T. Andrews), к-рый впервые обнаружил *критическую точку* системы жидкость—пар (1861), её существование предсказал Д. И. Менделеев (1860). К кон. 19 в. были достигнуты большие успехи в получении *низких температур*, в результате чего были ожижены O_2, N_2 и H_2, а затем и He. Эксперим. исследования в области низких темп-р позволили В. Нернсту (W. Nernst) сформулировать *третье начало термодинамики* (1906). В 1902 Гиббс опубликовал работу, в к-рой все осн. термодинамич. соотношения были получены в рамках *статистической физики*. Связь между кинетич. свойствами тела и его термодинамич. характеристиками была установлена Л. Онсагером (L. Onsager, 1931). В 20 в. интенсивно исследовали Т. твёрдых тел, а также квантовых жидкостей и жидких кристаллов, в к-рых имеют место многообразные *фазовые переходы*. Л. Д. Ландау (1935—37) развил общую теорию фазовых переходов, основанную на концепции спонтанного нарушения симметрии.

Основные понятия термодинамики. В Т. изучают макроскопич. системы, т. е. системы, состоящие из большого числа частиц, причём исследуют наиб. общие свойства таких систем, для описания к-рых не требуется привлечения микроскопич. характеристик системы. Термодинамич. подход оказывается тем точнее, чем больше частиц в системе. Замкнутой системой наз. система, изолированная от к.-л. внеш. воздействия, такую систему всегда можно разбить на составляющие её подсистемы, слабо взаимодействующие между собой. Телом в Т. наз. макроскопич. систему, заключённую в определ. объём.

Равновесным состоянием наз. состояние макроскопич. системы, в к-ром отсутствуют потоки (массы, заряда, энергии, импульса и т. п.) между её подсистемами. Замкнутая система по истечении достаточно большого промежутка времени всегда приходит в равновесное состояние. Равновесное состояние макроскопич. системы однозначно определяется неск. термодинамическими параметрами (см. *Параметры состояния*). Так, равновесное состояние жидкости или газа (с фиксированным числом частиц) можно задать двумя параметрами, напр. давлением P и объёмом V. В более сложных системах число термодинамич. параметров увеличивается. Напр., в смеси газов или жидком растворе в их число необходимо включить концентрации отд. компонентов, состояние твёрдого тела следует описывать тензором деформации. При рассмотрении эл.-магн. явлений термодинамич. систему характеризуют такими параметрами, как заряд, поляризация среды, магн. момент. Для систем с нарушенной симметрией в число термодинамич. параметров включают *параметр порядка*.

Темп-ра является количеств. характеристикой теплового равновесия: темп-ры тел, находящихся в равновесии друг с другом, равны между собой. На этом основано измерение темп-ры при помощи термометра. В качестве термометра можно взять любое тело, термодинамич. параметры к-рого зависят от темп-ры. Определение температурной шкалы не однозначно и зависит от способа градуировки термометра. Общепринятой является *Кельвина шкала* темп-ры, в соответствии с к-рой темп-ра T измеряется в градусах Кельвина. При взаимодействии двух тел, имеющих разл. темп-ру, происходит процесс установления равновесия между ними, сопровождающийся теплопередачей. При этом кол-во теплоты, отданное одним телом, равно кол-ву теплоты, приобретённому другим. На этом основано количеств. измерение переданной теплоты при помощи калориметра, к-рый служит источником или стоком тепла. В качестве калориметра можно использовать любое тело, термодинамич. параметры к-рого зависят от кол-ва переданной ему теплоты.

Процессом в Т. наз. изменение состояния тела со временем. Важными характеристиками процесса являются поглощённое телом кол-во теплоты Q, а также совершённая над ним работа A. Обе эти величины существенно зависят от хода процесса. *Обратимым процессом* наз. процесс, достаточно медленный для того, чтобы состояние тела в каждый момент времени можно было считать равновесным. Равновесное состояние тела изображается точкой в пространстве его термодинамич. параметров, так что обратимый процесс изображается нек-рой кривой в этом пространстве. Для описания обратимого процесса используют ряд дифференц. характеристик, в качестве к-рых выбирают след. производные вдоль упомянутой кривой: теплоёмкость

$$c = dQ/dT, \tag{1}$$

коэф. теплового расширения

$$\alpha = d\ln V/dT \tag{2}$$

и коэф. сжимаемости

$$\varkappa = -d\ln V/dP. \tag{3}$$

Работа, совершаемая над телом в ходе процесса, может быть механической или иметь др. природу. Работа сил давления для бесконечно малого изменения состояния тела равна

$$dA = -PdV. \tag{4}$$

Начала термодинамики. Три начала Т. являются основой, на к-рой строится её теоретич. аппарат. Эти начала являются эксперим. фактами, прошедшими продолжит. и всестороннюю проверку. Теоретич. обоснование этим фактам даёт раздел Статистическое истолкование термодинамики в ст. *Статистическая физика*.

Первое начало термодинамики утверждает, что поглощённое телом кол-во теплоты Q является, наряду с совершённой над ним работой A, мерой изменения его *внутренней энергии* U. Т. о., для бесконечно малого изменения состояния тела

$$dU = dQ + dA. \tag{5}$$

Это равенство является выражением закона сохранения энергии для термодинамич. систем. Внутр. энергия тела U является ф-цией его состояния, это аддитивная величина, т. е. для любой макроскопич. системы она равна сумме внутр. энергий составляющих её подсистем. Соотношение (5) показывает, что кол-во теплоты Q измеряется в энергетич. единицах. 1-е начало Т. эквивалентно утверждению о невозможности создания вечного двигателя 1-го рода, т. е. устройства, способного совершать работу без потребления энергии.

Помимо внутр. энергии U любая термодинамич. система характеризуется ещё одной аддитивной ф-цией со-

стояния — *энтропией* S, изменение к-рой при бесконечно малом обратимом процессе связано с поглощённой системой теплотой:

$$dQ = TdS. \qquad (6)$$

Здесь T — *абсолютная температура*. Выражение (6) указывает путь эксперим. построения абс. шкалы темп-р: величина T должна быть такой, чтобы интеграл

$$\Delta S = \int dQ/T \qquad (7)$$

не зависел от способа перехода из нач. состояния в конечное. Утверждение о возможности такого построения наз. иногда 2-м началом Т. для обратимых процессов. Абс. темп-ра T является положительно определённой величиной. (Понятие *отрицательной температуры* вводится для сильно неравновесных подсистем.) Фиксируя в интеграле (7) нач. точку процесса и изменяя конечную, можно вычислить (с точностью до константы) энтропию S для любого равновесного состояния системы. Для определения энтропии S неравновесной системы следует воспользоваться аддитивностью энтропии, т. е. вычислять S как сумму энтропий подсистем, достаточно малых для того, чтобы считать их внутр. состояния равновесными.

Второе начало термодинамики свидетельствует о необратимости термодинамич. процессов. При соприкосновении двух тел теплота самопроизвольно переходит от более нагретого тела, т. е. тела с большей абс. темп-рой, к менее нагретому телу, т. е. телу с меньшей абс. темп-рой. Для того чтобы передать теплоту от менее нагретого тела к более нагретому, необходимо совершить работу (такой процесс осуществляется в холодильных машинах). 2-е начало Т. можно сформулировать в виде утверждения о невозможности создания вечного двигателя 2-го рода, т. е. устройства, полностью преобразующего тепловую энергию к.-л. тела в работу. Количеств. выражением необратимости термодинамич. процессов является закон возрастания энтропии: энтропия замкнутой системы возрастает (точнее, не убывает) со временем.

1-е и 2-е начала Т. используют, в частности, для исследования закономерностей функционирования тепловых машин. Эффективность тепловой машины характеризуется коэф. полезного действия (кпд), равным отношению работы, совершённой тепловой машиной, к теплоте, потерянной нагревателем. Из соотношений (5) и (6) следует, что кпд тепловой машины, рабочее тело к-рой совершает обратимый *Карно цикл*, равен

$$\eta = (T_1 - T_2)/T_1, \qquad (8)$$

здесь T_1 — абс. темп-ра нагревателя, T_2 — абс. темп-ра холодильника. Из 2-го начала Т. следует *Карно теорема*, согласно к-рой кпд любой тепловой машины не может превосходить (8), где T_1 — макс., T_2 — мин. абс. темп-ры рабочего тела.

Свойства термодинамич. систем вблизи нуля абс. темпры устанавливает третье начало термодинамики, согласно к-рому энтропия любой равновесной системы стремится к 0, если $T \to 0$. 3-е начало Т. устанавливает начало отсчёта энтропии, что однозначно фиксирует её для любой системы. Из 3-го начала, в частности, следует, что при $T \to 0$ обращается в 0 коэф. теплового расширения тела, а также теплоёмкость для любого процесса. Последнее позволяет дать альтернативную формулировку 3-му началу Т., согласно к-рой абс. нуль темп-ры экспериментально недостижим. Энтропия стёкол и др. неупорядоченных систем не стремится к нулю при охлаждении, т. к. эти системы метастабильны, т. е. не являются в строгом смысле равновесными.

Термодинамические потенциалы. Метод термодинамич. потенциалов используют для описания обратимых процессов. В простейшем случае равновесное состояние тела можно описать двумя параметрами, при этом можно ограничиться выражением (4) для совершённой над телом работы. Из соотношений (5) и (6) получаем след. выражение для дифференциала внутр. энергии:

$$dU = TdS - PdV. \qquad (9)$$

С помощью *Лежандра преобразований* можно перейти от внутр. энергии U к *Гельмгольца энергии* (свободной энергии) F, *Гиббса энергии* G и *энтальпии* H. Соответств. дифференц. соотношения имеют след. вид:

$$\begin{aligned} dF &= -SdT - PdV, \\ dG &= -SdT + VdP, \\ dH &= TdS + VdP. \end{aligned} \qquad (10)$$

Термодинамич. потенциалами наз. введённые выше величины $U(S, V)$, $F(T, V)$, $G(T, P)$, $H(S, P)$. Если известна любая из этих ф-ций, то на основании соответств. термодинамич. тождеств (9), (10) можно определить все термодинамич. характеристики системы. Так, прямым дифференцированием $F(T, V)$ можно найти ф-пии $S = S(T, V)$, $P = P(T, V)$. Функциональная зависимость P от T и V наз. *уравнением состояния*. Зная ур-ние состояния, можно в соответствии с определениями (2), (3) найти изобарич. коэф. теплового расширения тела

$$\alpha_P = -V^{-1}(\partial P/\partial T)_V (\partial P/\partial V)_T^{-1}$$

и изотермич. сжимаемость

$$\varkappa_T = -V^{-1}(\partial P/\partial V)_T^{-1}.$$

Дифференцируя ф-цию S, можно в соответствии с (1), (6) найти изохорич. теплоёмкость тела

$$c_V = T(\partial S/\partial T)_V = -T(\partial^2 F/\partial T^2)_V.$$

Аналогично вычисляют изобарич. теплоёмкость

$$c_P = -T(\partial^2 G/\partial T^2)_P.$$

При переходе в дифференц. соотношениях от одного набора термодинамич. переменных к другому удобно использовать технику *якобианов*. Для двух пар переменных (a, b) (x, y) якобиан равен

$$\frac{\partial(a, b)}{\partial(x, y)} = \left(\frac{\partial a}{\partial x}\right)_y \left(\frac{\partial b}{\partial y}\right)_x - \left(\frac{\partial a}{\partial y}\right)_x \left(\frac{\partial b}{\partial x}\right)_y.$$

Справедливы след. тождества:

$$\frac{\partial(a, y)}{\partial(x, y)} = \left(\frac{\partial a}{\partial x}\right)_y, \qquad (11)$$

$$\frac{\partial(a, b)}{\partial(x, y)} = \frac{\partial(a, b)}{\partial(u, v)} \Big/ \frac{\partial(x, y)}{\partial(u, v)}. \qquad (12)$$

Соотношение (11) позволяет записывать введённые выше величины через якобианы, а соотношение (12) позволяет выражать эти величины через производные по любой паре термодинамич. переменных. Так, для изобарич. теплоёмкости $c_P = T\partial(S, P)/\partial(T, P)$. Переходя в этом выражении от переменных T, P к переменным T, V по ф-ле (12) и используя соотношение между вторыми производными свободной энергии $(\partial P/\partial T)_V = (\partial S/\partial V)_T$, можно получить:

$$c_P - c_V = \varkappa_T TV(\partial P/\partial T)_V^2. \qquad (13)$$

Аналогично выводится связь между изотермич. и адиабатич. сжимаемостями:

$$\varkappa_T - \varkappa_S = c_P(TV)^{-1}(\partial T/\partial P)_S^2. \qquad (14)$$

При помощи якобианов легко показать, что

$$\left(\frac{\partial T}{\partial V}\right)_P \left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_V \left(\frac{\partial V}{\partial P}\right)_T = -1.$$

Аналогичное соотношение имеет место для любой тройки переменных, связанных функциональной зависимостью.

В более общей ситуации равновесное состояние тела описывается произвольным числом термодинамич. параметров. Экстенсивными (аддитивными) параметрами наз. величины, к-рые при разбиении системы на подсистемы разбиваются на сумму по подсистемам. Интенсив-

ными переменными наз. величины, не зависящие от этого разбиения. Термодинамич. параметры любой системы можно представить в виде совокупности термодинамически сопряжённых экстенсивных и интенсивных переменных. Выше были рассмотрены пары (S, T) и (V, P). Ещё одна пара термодинамически сопряжённых переменных возникает при рассмотрении систем с перем. числом частиц: (N, μ), где N — число частиц, а μ — *химический потенциал*:

$$\mu=\left(\frac{\partial U}{\partial N}\right)_{S,V}=\left(\frac{\partial F}{\partial N}\right)_{T,V}=\left(\frac{\partial G}{\partial N}\right)_{T,P}=\left(\frac{\partial H}{\partial N}\right)_{S,P}.$$

Совершая преобразование Лежандра по N, μ над свободной энергией F, приходим к термодинамич. потенциалу Ω, дифференциал к-рого имеет след. вид:

$$d\Omega=-SdT-Nd\mu-PdV.$$

Термодинамич. потенциал Ω непосредственно выражается через давление и объём: $\Omega=-PV$. Др. примерами термодинамически сопряжённых пар экстенсивных и интенсивных переменных являются электрич. поляризация и электрич. поле, магн. момент и магн. поле, электрич. заряд и электрич. потенциал. Обозначив совокупность всех дополнит. пар термодинамически сопряжённых переменных (X_a, Y_a), придём к след. обобщению термодинамич. тождеств (9), (10):

$$dU=TdS-PdV+\sum_a Y_a\,dX_a,\quad dF=-SdT-PdV+\sum_a Y_a\,dX_a$$

и т. д.

Обобщённой восприимчивостью наз. матрица

$$\chi_{ab}=\left(\frac{\partial^2 U}{\partial X_a\partial X_b}\right)_{S,V}=\left(\frac{\partial^2 F}{\partial X_a\partial X_b}\right)_{T,V}=\left(\frac{\partial^2 G}{\partial X_a\partial X_b}\right)_{T,P}=\left(\frac{\partial^2 H}{\partial X_a\partial X_b}\right)_{S,P},\qquad(15)$$

для к-рой справедливы соотношения

$$(\partial Y_a/\partial Y_b)_{X_a}=\chi_{ab}\chi_{bb}^{-1}=-(\partial X_b/\partial X_a)_{Y_b},\ \chi_{aa}-(\partial Y_a/\partial X_a)_{Y_b}=\chi_{ab}^2\chi_{bb}^{-1}.$$

Последнее равенство является обобщением соотношений (13), (14).

Из определения (15) следует, что матрица обобщённой восприимчивости χ_{ab} симметрична, т. е. $\partial Y_a/\partial X_b=\partial Y_b/\partial X_a$. Эти равенства (наряду с аналогичными равенствами $\partial T/\partial X_a=\partial Y_a/\partial S$ и $\partial P/\partial X_a=\partial Y_a/\partial V$) приводят к нетривиальным эксперим. следствиям.

Термодинамическое равновесие. Теория термодинамич. равновесия исследует общие условия равновесия подсистем, а также условия устойчивости термодинамич. равновесия. Исследование этих условий основано на законе возрастания энтропии, вследствие к-рого энтропия замкнутой системы достигает в равновесии своего максимума.

Пусть тело взаимодействует с термостатом (настолько большой системой, что можно пренебречь изменением её интенсивных параметров при взаимодействии с исследуемым телом). Условие максимальности энтропии системы тело + термостат эквивалентно условию минимальности след. величины:

$$R=U-T_0S+P_0V-\sum_a Y_{a0}X_a,\qquad(16)$$

индекс 0 относится к интенсивным параметрам термостата, величины без индекса относятся к телу. Смысл последнего слагаемого в (16) заключается в том, что из-за взаимодействия с термостатом на тело накладывается внеш. поле.

Условиями экстремума R относительно вариаций (S, V) являются равенства

$$T=T_0,\ P=P_0.\qquad(17)$$

Т. о., взаимодействие с термостатом фиксирует абс. темп-ру и давление тела. Аналогично можно показать, что равенства абс. темп-р и давлений являются условиями равновесия (теплового и механич.) любых тел. Условия экстремума R относительно вариаций X_a таковы:

$$Y_a=Y_{a0}.\qquad(18)$$

При выводе условий равновесия (17), (18) предполагалось, что тело и термостат разделены подвижной стенкой, через к-рую они могут обмениваться теплотой, а также величинами X_a. Тело можно поместить в адиабатич. и (или) изохорич. условия, фиксирующие энтропию S и объём V тела. В этом случае S и (или) V являются свободными параметрами. Не следует минимизировать R также по тем величинам X_a, к-рыми тело не может обмениваться с термостатом (напр., по числу частиц N, если невозможен обмен частицами между телом и термостатом). При условиях (17) минимальность R относительно вариаций X_a эквивалентна минимальности след. величины:

$$G(T,P,X_a)-\sum_a Y_{a0}X_a.\qquad(19)$$

Если внеш. условия фиксируют др. термодинамич. параметры тела, то вместо G в (19) следует использовать соответств. термодинамич. потенциал, являющийся ф-цией этих фиксированных переменных.

Условие положит. определённости R относительно малых вариаций S и V приводит к неравенствам

$$c_V>0,\ \varkappa_S>0.\qquad(20)$$

Неравенства (20) выражают условия устойчивости теплового и механич. равновесия. Положительно определёнными являются также величины c_P и $\varkappa_T$. Кроме того, из соотношений (13), (14) следует $c_P>c_V$, $\varkappa_T>\varkappa_S$. Условие минимальности R относительно малых вариаций X_a эквивалентно условию положит. определённости квадратичной формы

$$\sum_{a,b}\chi_{ab}\delta X_a\delta X_b>0.\qquad(21)$$

В общем случае в число δX_a следует включить δS и δV. Из (21) следует, в частности, что $\chi_{aa}>0$. Эти неравенства можно рассматривать как обобщение условий (20).

Примером может служить условие равновесия многокомпонентной системы относительно нек-рой хим. реакции. Изменение числа частиц компонентов в ходе этой реакции равно $dN_i=\nu_i dX$, здесь индекс i нумерует компоненты, а ν_i — численные коэф., фигурирующие в символич. записи хим. реакции. Условие экстремальности величины R (в к-рой можно положить $Y_0=0$) относительно вариаций X таково: $Y=\sum_i\nu_i\mu_i=0$, где μ_i — хим. потенциалы компонент. Аналогично можно рассмотреть условия фазового равновесия. Так, условием равновесия двух фаз является равенство их хим. потенциалов. Это условие выделяет на плоскости (P, T) кривую фазового равновесия $P(T)$, для к-рой справедливо *Клапейрона — Клаузиуса уравнение*. Граница раздела двух сосуществующих фаз характеризуется *поверхностной энергией*. Вне кривой фазового равновесия стабильной является фаза, обладающая мин. энергией Гиббса Ф. При определ. условиях в системе может реализоваться фаза, не обладающая мин. термодинамич. потенциалом, такое состояние системы наз. *метастабильным состоянием*. Для его реализации необходима устойчивость метастабильной фазы относительно малых изменений всех возможных параметров X_a, т. е. необходимо выполнение условия (21). Последнее нарушается в точке абс. неустойчивости метастабильной фазы.

Релаксацию неравновесного состояния системы к равновесному рассматривают в *термодинамике неравновесных процессов*.

Лит.: Фаулер Р., Гуггенгейм Э., Статистическая термодинамика, пер. с англ., М., 1949; Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Статистическая физика, 3 изд., ч. 1, М., 1976; Зоммерфельд А.,

Термодинамика и статистическая физика, пер. с нем., М., 1955; Хаар Д., Вергеланд Г., Элементарная термодинамика, пер. с англ., М., 1968; Кубо Р., Термодинамика, пер. с англ., М., 1970; Сивухин Д. В., Общий курс физики, 2 изд., [т. 2] — Термодинамика и молекулярная физика, М., 1979; Гиббс Дж. В., Термодинамика. Статистическая механика, пер. с англ., М., 1982; Леонтович М. А., Введение в термодинамику. Статистическая физика, М., 1983.

В. В. Лебедев, И. М. Халатников.

ТЕРМОДИНА́МИКА НЕРАВНОВЕ́СНЫХ ПРОЦЕ́ССОВ — общая теория макроскопич. описания термодинамически неравновесных процессов. Её наз. также неравновесной термодинамикой или термодинамикой необратимых процессов.

Впервые термодинамич. соображения были применены к необратимым процессам В. Томсоном (Кельвином) в 1854. Последоват. изучение неравновесных процессов термодинамич. методами началось с работ Л. Онсагера, установившего в 1931 соотношения взаимности для коэф. феноменологич. законов, к-рым подчиняются необратимые процессы. Как самостоят. наука Т. н. п. стала развиваться в работах Дж. Мейкснера, И. Пригожина и С. де Гроота.

Классич. термодинамика даёт полное количеств. описание равновесных (обратимых) процессов, поэтому её иногда называют термостатикой. Для неравновесных процессов она устанавливает лишь неравенства, к-рые указывают направление этих процессов (напр., *Клаузиуса неравенство*). Осн. задача Т. н. п. — количеств. изучение неравновесных процессов для состояний, не сильно отличающихся от равновесных, в частности определение скоростей неравновесных процессов в зависимости от внеш. условий. В Т. н. п. системы, в к-рых протекают неравновесные процессы, рассматривают как непрерывные среды, а их параметры состояния — как полевые переменные, т. е. непрерывные ф-ции координат и времени. Для макроскопич. описания неравновесных процессов систему представляют состоящей из элементарных объёмов (физически бесконечно малых элементов среды), к-рые всё же настолько велики, что содержат очень большое число частиц. Состояние каждого выделенного элемента среды характеризуется темп-рой, плотностью, хим. потенциалами и др. термодинамич. параметрами, зависящими от координат и времени. Количеств. описание неравновесных процессов заключается в составлении ур-ний баланса для элементарных объёмов на основе законов сохранения массы, энергии и импульса, а также ур-ния баланса энтропии и феноменологич. ур-ний для рассматриваемых процессов, выражающих потоки массы, импульса и энергии через градиенты термодинамич. параметров. Методы Т. н. п. позволяют сформулировать для неравновесных процессов первое и второе начала термодинамики в локальной форме (в зависимости от положения элемента среды), получить из общих принципов, не рассматривая деталей взаимодействия частиц, полную систему ур-ний переноса, т. е. ур-ния гидродинамики, теплопроводности и диффузии для простых и сложных систем (с хим. реакциями между компонентами, с учётом эл.-магн. полей и др. факторов).

Законы сохранения. Для многокомпонентной системы поток массы в элемент объёма равен $\rho_k \boldsymbol{v}_k$, где ρ_k — плотность, $\boldsymbol{v}_k$ — массовая скорость потока частиц данного вида; следовательно, закон сохранения массы k-го компонента имеет вид

$$\partial \rho_k/\partial t = -\operatorname{div}(\rho_k \boldsymbol{v}_k),\ k = 1, 2, \ldots, n.$$

Для суммарной плотности $\rho = \sum_{k=1}^{n} \rho_k$ закон сохранения имеет вид $\partial \rho/\partial t = -\operatorname{div}(\rho \boldsymbol{v})$, где $\boldsymbol{v}$ — гидродинамич., или массовая, скорость среды (ср. скорость переноса массы), зависящая от координат и времени. Для концентрации к.-л. компонента $c_k = \rho_k/\rho$ закон сохранения массы имеет вид

$$\rho\, dc_k/dt = -\operatorname{div} \boldsymbol{J}_k,$$

где $\boldsymbol{J}_k = \rho_k(\boldsymbol{v}_k - \boldsymbol{v})$ — диффузионный поток, $d/dt = \partial/\partial t + (\boldsymbol{v}\operatorname{grad})$ — полная, или субстанциональная, производная по времени.

Изменение импульса элементарного объёма может происходить за счёт движения частиц, внутр. напряжений в среде $P_{\alpha\beta}$ и внеш. сил $\boldsymbol{F}_k$, действующих на единицу массы k-го компонента. Закон сохранения импульса, применённый к элементарному объёму среды, позволяет получить осн. ур-ния гидродинамики (*Навье — Стокса уравнения*):

$$\rho\, dv_\alpha/dt = -\sum_{\beta=1}^{3} \partial P_{\beta\alpha}/\partial x_\beta + \sum_{k=1}^{n} \rho_k F_{k\alpha},$$

где v_α — декартовы компоненты скорости $\boldsymbol{v}$, $P_{\alpha\beta} = p\delta_{\alpha\beta} + \pi_{\alpha\beta}$ — тензор напряжений, p — давление, $\delta_{\alpha\beta}$ — символ Кронекера, $\pi_{\alpha\beta}$ — тензор вязких напряжений.

Закон сохранения энергии для элементарных объёмов представляет собой *первое начало термодинамики* в Т. н. п. Плотность полной энергии складывается из плотности кинетич. энергии $\rho v^2/2$, плотности потенц. энергии и плотности внутр. энергии ρu (энергии теплового движения частиц и энергии их короткодействующих взаимодействий). Для ρu из закона сохранения энергии получается ур-ние баланса (первое начало термодинамики в Т. н. п.):

$$\frac{\partial \rho u}{\partial t} = -\operatorname{div}(\rho u \boldsymbol{v} + \boldsymbol{J}_q) - \sum_{\alpha\beta} P_{\alpha\beta} \frac{\partial v_\alpha}{\partial x_\beta} + \sum_{k=1}^{n} \boldsymbol{J}_k \boldsymbol{F}_k,$$

где $\boldsymbol{J}_q$ — поток тепла, $\sum_{\alpha\beta} P_{\alpha\beta} \partial v_\alpha/\partial x_\beta$ — работа внутр. напряжений, $\sum_{k=1}^{n} \boldsymbol{J}_k \boldsymbol{F}_k$ — работа внеш. сил. Следовательно, внутр. энергия ρu не сохраняется, сохраняется лишь полная энергия.

Уравнение баланса энтропии. *Второе начало термодинамики* в Т. н. п. выражает баланс энтропии $S = \int_V \rho s\, dV$ (s — плотность энтропии на единицу массы) вследствие поступления потока энтропии $\boldsymbol{J}_{s,\,\text{полн}}$ из окружающей среды и возникновения её в самой системе вследствие необратимых процессов с интенсивностью источника σ (локальное производство на единицу объёма в единицу времени):

$$dS/dt = -\int_\Omega \boldsymbol{J}_{s,\,\text{полн}}\, d\Omega + \int_V \sigma\, dV,$$

$\sigma \geqslant 0$, $d\Omega$ — элемент поверхности системы. Отсюда следует ур-ние баланса энтропии в дифференц. форме:

$$\rho\, ds/dt = -\operatorname{div} \boldsymbol{J}_s + \sigma, \text{ где } \boldsymbol{J}_s = \boldsymbol{J}_{s,\,\text{полн}} - \rho s \boldsymbol{v}.$$

Если имеют место необратимые процессы, $\sigma > 0$, энтропия (в отличие от массы, энергии и импульса) не сохраняется.

В Т. н. п. принимают, что уд. энтропия s является такой же ф-цией внутр. энергии u, уд. объёма $w = 1/\rho$ и концентраций c_k, как и в состоянии полного термодинамич. равновесия, и, следовательно, для неё справедливы обычные термодинамич. равенства (гипотеза локального равновесия). Эту же гипотезу используют и в неравновесной статистич. термодинамике. Предполагают, что термодинамич. ф-ла $T ds = du + p\, dV - \sum_k \mu_k\, dc_k$ остаётся справедливой и для элемента массы вдоль траектории его центра масс:

$$T \frac{ds}{dt} = \frac{du}{dt} + p \frac{dV}{dt} - \sum_{k=1}^{n} \mu_k \frac{dc_k}{dt},$$

где все производные во времени являются полными.

Для плотности потока энтропии получается выражение, зависящее от плотности потока тепла $\boldsymbol{J}_q$ и плотности потока диффузии $\boldsymbol{J}_k$:

$$\boldsymbol{J}_s = T^{-1}\Big(\boldsymbol{J}_q - \sum_{k=1}^{n} \mu_k \boldsymbol{J}_k\Big),$$

а для локального производства энтропии — выражение, зависящее от потоков и градиентов термодинамич. параметров:

$$\sigma = -T^{-2}(\boldsymbol{J}_q \operatorname{grad} T) - T^{-1}\sum_{k=1}^{n} \boldsymbol{J}_k [T\operatorname{grad}(\mu_k/T) - \boldsymbol{F}_k] - T^{-1}\sum_{\alpha,\beta} \pi_{\alpha\beta}\partial v_\alpha/\partial x_\beta \geqslant 0. \qquad (*)$$

Т. о., локальное производство энтропии вызывается необратимыми процессами теплопроводности, диффузии и вязкости. В системах с хим. реакциями появляется ещё один член, связанный с хим. сродством реакций.

Положительность локального производства энтропии ($\sigma > 0$), очевидная из ф-лы (*), выражает в Т. н. п. закон возрастания энтропии (второе начало термодинамики). Возможное изменение плотности энтропии вследствие втекания её в элемент объёма или вытекания из него не связано с необратимыми процессами и может иметь любой знак. Интегрирование ур-ния баланса энтропии по объёму системы с учётом (*) даёт для полной энтропии S соотношение $dS/dt \geqslant -\int T^{-1}\boldsymbol{J}_q\, d\Omega$, эквивалентное теореме Карно — Клаузиуса.

Локальное производство энтропии (*) представляет собой сумму произведений потоков (напр., диффуз. потока $\boldsymbol{J}_k$, теплового потока $\boldsymbol{J}_q$, тензора вязких напряжений $\pi_{\alpha\beta}$) и сопряжённых им термодинамич. сил $\boldsymbol{X}_i$:

$$\sigma = \sum_{i=1}^{n} \boldsymbol{J}_i \boldsymbol{X}_i.$$

Термодинамич. силы $\boldsymbol{X}_i$ пропорц. градиентам термодинамич. параметров, вызывающим неравновесные процессы. Величины $\boldsymbol{J}_i$, $\boldsymbol{X}_i$ могут быть векторами (теплопроводность и диффузия), тензорами (сдвиговая вязкость), скалярами (объёмная вязкость, скорость хим. реакции). Поэтому соответств. процессы наз. векторными, тензорными или скалярными.

Феноменологические уравнения. В Т. н. п. исходят из того, что при малых отклонениях системы от термодинамич. равновесия возникающие потоки линейно зависят от термодинамич. сил и описываются феноменологич. ур-ниями типа $\boldsymbol{J}_i = \sum_{k=1}^{n} L_{ik}\boldsymbol{X}_k$, L_{ik} — (феноменологич.) *кинетические коэффициенты*, или коэф. переноса (их наз. также онсагеровскими кинетич. коэф.). В прямых процессах термодинамич. сила $\boldsymbol{X}_k$ вызывает поток $\boldsymbol{J}_k$, напр. градиент темпры вызывает поток теплоты (*теплопроводность*), градиент концентрации — поток вещества (*диффузию*), градиент скорости — поток импульса (к-рый определяет *вязкость*), электрич. поле — электрич. ток (*электропроводность*). Такие процессы характеризуются онсагеровскими кинетич. коэф., $L_{ii} > 0$, пропорц. коэф. теплопроводности, диффузии, вязкости, электропроводности, к-рые также наз. кинетич. коэф. или коэф. переноса. Термодинамич. сила $\boldsymbol{X}_k$ может вызывать поток $\boldsymbol{J}_i$ и при $i \neq k$, напр. градиент темп-ры может вызывать поток вещества в многокомпонентных системах (*термодиффузия*, или Соре эффект), а градиент концентрации — поток теплоты (диффузионный термоэффект, или *Дюфура эффект*). Такие процессы наз. перекрёстными или налагающимися эффектами; они характеризуются коэф. L_{ik} при $i \neq k$. С учётом феноменологич. ур-ний производство энтропии

$$\sigma = \sum_{i,k} \boldsymbol{X}_i L_{ik} \boldsymbol{X}_k \geqslant 0.$$

В стационарном состоянии величина σ минимальна при заданных внеш. условиях, препятствующих достижению равновесия (*Пригожина теорема*). В состоянии термодинамич. равновесия $\sigma = 0$.

Одна из осн. теорем Т. н. п. — Онсагера теорема взаимности, связанная с инвариантностью ур-ний движения относительно обращения времени, согласно к-рой в отсутствие магн. поля и вращения системы как целого онсагеровские кинетич. коэф. для потоков одинаковой чётности симметричны: $L_{ik} = L_{ki}$. Если на систему действует внеш. магн. поле $\boldsymbol{H}$ или она вращается с угл. скоростью $\boldsymbol{\omega}$, то

$$L_{ik}(\boldsymbol{H}) = L_{ki}(-\boldsymbol{H}),$$
$$L_{ik}(\boldsymbol{\omega}) = L_{ki}(-\boldsymbol{\omega}).$$

Это связано с тем, что силы Лоренца и Кориолиса не изменяются при изменении скоростей всех частиц на обратные лишь в том случае, если одновременно меняется на противоположное направление магн. поля или скорости вращения (см. *Онсагера теорема*).

При определ. свойствах пространственной симметрии системы феноменологич. ур-ний упрощаются. Напр., в изотропной системе потоки и термодинамич. силы, имеющие разную тензорную размерность, не могут быть связаны между собой (частный случай *Кюри принципа* в Т. н. п.). Поэтому в производство энтропии могут входить произведения потоков и термодинамич. сил лишь одинаковой тензорной размерности: скаляры, полярные векторы, аксиальные векторы, симметричные тензоры с нулевым следом.

С учётом принципа Кюри и соотношений Онсагера Т. н. п. даёт для потока тепла $\boldsymbol{J}_q$ и потока $\boldsymbol{J}_1$ массы первой компоненты в бинарной ($n = 2$) смеси феноменологич. ур-ния

$$\boldsymbol{J}_q = -L_{qq}T^{-2}\operatorname{grad} T - L_{q1}(\mu_{11}/c_2 T)\operatorname{grad} c_1,$$
$$\boldsymbol{J}_1 = -L_{1q}T^{-2}\operatorname{grad} T - L_{11}(\mu_{11}/c_2 T)\operatorname{grad} c_1,$$

где c_1 — концентрация первой компоненты, $\mu_{11} = (\partial\mu_1/\partial c_1)_{p,T}$, $L_{1q} = L_{q1}$.

Вместо феноменологич. коэф. L_{qq}, L_{11}, L_{1q} можно ввести коэф. теплопроводности $\lambda = L_{qq}/T^2$, коэф. диффузии $D = L_{11}\mu_{11}/\rho c_2 T$, коэф. термодиффузии $D' = L_{1q}/\rho c_1 c_2 T^2$, коэф. Дюфура $D'' = D'$.

В случае вязкого течения изотропной жидкости феноменологич. ур-ние для тензора вязких напряжений имеет вид

$$\pi_{\alpha\beta} = -\eta\left(\frac{\partial v_\alpha}{\partial x_\beta} + \frac{\partial v_\beta}{\partial x_\alpha} - \frac{2}{3}\delta_{\alpha\beta}\operatorname{div}\boldsymbol{v}\right) - \zeta\delta_{\alpha\beta}\operatorname{div}\boldsymbol{v},$$

η — сдвиговая вязкость, ζ — объёмная вязкость, $\delta_{\alpha\beta}$ — символ Кронекера.

Т. н. п. позволяет описать неравновесные процессы в прерывных системах, напр. перенос тепла и массы между резервуарами, связанными капилляром, пористой стенкой или мембраной, если можно пренебречь объёмом капилляра или пор. В этом случае термодинамич. параметры меняются скачком. Если ввести приведённые величины: поток тепла $\boldsymbol{j}_q = \boldsymbol{j}_u - \sum_{k=1}^{n} h_k \boldsymbol{j}_k$ (где $\boldsymbol{j}_u$ — изменение внутр. энергии, h_k — уд. энтальпия), потоки диффузии $\boldsymbol{j}_k = \boldsymbol{j}_k - c_k \boldsymbol{j}_n/c_n$, $(k = 1, 2, \ldots, n-1)$, объёмный поток $\boldsymbol{j}_w = \sum_{k=1}^{n} w_k \boldsymbol{j}_k$, то они пропорц. термодинамич. силам — конечным разностям $\Delta T/T^2$, $(\Delta\mu_m)_{T,p}/T$, $\Delta p/T$, и феноменологич. ур-ния имеют вид:

$$\boldsymbol{j}_q = -\Lambda_{qq}\Delta T/T^2 - \sum_{m=1}^{n-1}\Lambda_{qm}(\Delta\mu_m)_{T,p}/T - \Lambda_{qw}\Delta p/T,$$
$$\boldsymbol{j}_k = -\Lambda_{kq}\Delta T/T^2 - \sum_{m=1}^{n-1}\Lambda_{km}(\Delta\mu_m)_{T,p}/T - \Lambda_{kw}\Delta p/T,$$
$$\boldsymbol{j}_w = -\Lambda_{wq}\Delta T/T^2 - \sum_{m=1}^{n-1}\Lambda_{wm}(\Delta\mu_m)_{T,p}/T - \Lambda_{ww}\Delta p/T,$$

$\Delta T = T_2 - T_1$, $\Delta\mu_k = \mu_k^{(2)} - \mu_k^{(1)}$, $\Delta p = p_2 - p_1$, $k = 1, 2, \ldots, n-1$.

Эти ур-ния описывают эффект термомолекулярного давления — возникновение конечной величины $\Delta p/\Delta T$ при $\boldsymbol{j}_q = 0$, $\boldsymbol{j}_w = 0$, термоэффузию — возникновение разности концентраций $\Delta c_k/\Delta T$ при $\boldsymbol{j}_q = 0$, $\boldsymbol{j}_w = 0$, механокалорич. эффект — существование стационарного состояния с переносом тепла при $\Delta T = 0$ и фиксированном перепаде давления Δp (при $\boldsymbol{j}_k = 0$). Т. н. п. прерывных систем позволяет описать также осмотическое давление (см. *Осмос*) и *электрокинетические явления*.

Т. н. п. используют для объяснения мн. неравновесных явлений в проводниках, напр. *термоэлектрических явлений, гальваномагнитных явлений, термогальваномагнитных явлений*. Она даёт теоретич. основу для исследования *открытых систем*.

Вывод законов Т. н. п. из законов механики (классич. и квантовой) и получение выражений для кинетич. коэф. через параметры, характеризующие строение вещества, входят в задачу неравновесной статистической термодинамики, к-рая относится к Т. н. п. так же, как статистич. термодинамика к термодинамике (см., напр., *Грина — Кубо формулы*). Обоснование Т. н. п. для газов даёт *кинетическая теория газов*.

Лит.: Пригожин И., Введение в термодинамику необратимых процессов, пер. с англ., М., 1960; Термодинамика необратимых процессов, пер. с англ., М., 1962; де Гроот С., Мазур П., Неравновесная термодинамика, пер. с англ., М., 1964; Хаазе Р., Термодинамика необратимых процессов, пер. с нем., М., 1967; Зубарев Д. Н., Неравновесная статистическая термодинамика, М., 1971; Дьярмати И., Неравновесная термодинамика. Теория поля и вариационные принципы, пер. с англ., М., 1974; Кайзер Д., Статистическая термодинамика неравновесных процессов, пер. с англ., М., 1990.

Д. Н. Зубарев.

ТЕРМОДИНА́МИКА НИЗКОТЕМПЕРАТУ́РНОЙ ПЛА́ЗМЫ — раздел физики плазмы, изучающий общие свойства макроскопич. плазменных систем, находящихся в состоянии термодинамич. равновесия. Обычно равновесное состояние системы при разных значениях параметров (давление p, темп-ра T) изображается на фазовой диаграмме $p-T$. Плазменные состояния вещества занимают осн. часть фазовой диаграммы и чрезвычайно многообразны (см. рис. к ст. *Неидеальная плазма*). Термодинамика плазмы проста лишь на периферии этой диаграммы — при экстремально высоких плотностях и при высоких темпрах. В обоих предельных случаях — это системы идеальных газов — электронов и ионов, но в первом случае вырожденных, а во втором — классических. К этим областям прилегают области слабой неидеальности, в к-рых методами теории возмущений найдены поправки на слабые межчастичные взаимодействия. В значит. части фазовой диаграммы плазма неидеальна, и последоват. теоретич. описание возможно, если осуществима перенормировка взаимодействия, как, напр., в случае образования связанных электронно-ионных пар, т. е. атомов в низкотемпературной плазме (НП) или в случае образования ионной решётки. В областях сильной неидеальности теоретич. модели опираются на результаты измерений. Экспериментально наиб. изучена частично ионизованная плазма, используемая во мн. приложениях. Модельная однокомпонентная плазма детально исследована теоретически.

Однокомпонентная плазма. Модель классич. однокомпонентной плазмы представляет собой плазму точечных ионов с зарядом Ze, помещённых в равномерно распределённую среду электронов. Состояние плазмы характеризуется единственным параметром — параметром неидеальности $\gamma=(Ze)^2/r_ikT$, где $r_i=[3/(4\pi n_i)]^{1/3}$ — ср. расстояние между ионами. Плазма неидеальна, если $\gamma>1$. Такова плазма недр звёзд белых карликов и планет-гигантов Солнечной системы, где величины γ имеют порядок 100 или 10, а электронный газ у них вырожден и идеален.

Термодинамика однокомпонентной плазмы проста в предельных случаях. Если $\gamma\ll1$ (малые плотности, высокие темп-ры — идеальная плазма), плазма газообразна, она описывается дебаевским приближением. На расстоянии *дебаевского радиуса экранирования* $r_D=(4\pi n_iZ^2e^2/kT)^{-1/2}$ осуществляется экранировка заряда, а поправка к внутр. энергии идеального газа равна $\Delta U/n_ikT=-(\sqrt{3}/2)\gamma^{3/2}$. В пределе сильной неидеальности, когда $\gamma\gg1$, сильное кулоновское отталкивание локализует ионы в пространственную структуру (кулоновский кристалл), внутр. энергия к-рой близка к $U/n_ikT=-0{,}9\gamma$. Примерами такой неидеальной плазмы является кристаллизованная однокомпонентная плазма примеси многозарядных ($Z\gg1$) ионов в недрах тяжёлых планет и двумерная однокомпонентная плазма электронов на поверхности жидкого гелия.

Область промежуточных γ исследована методами машинного эксперимента. По мере роста γ нарастают межионные корреляции, что ясно отражается на виде бинарной корреляц. ф-ции ионов $g(r)$ (рис. 1) [1]. Расчёты показывают, что кулоновский кристалл плавится при $\gamma\approx170$.

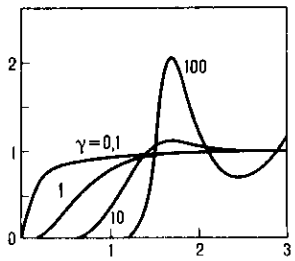


Рис. 1. Расчётные бинарные корреляционные функции ионов $g(r/r_i)$ при различных параметрах неидеальности однокомпонентной плазмы (по горизонтальной оси r/r_i).

Вырожденной однокомпонентной плазмой является при низких темп-рах электронная плазма на положительно заряженном фоне. Её состояние характеризует величина ср. межэлектронного расстояния r_s, выраженного в радиусах Бора a_0: $r_s=[3/(4\pi n_e)]^{1/3}/a_0$. Через r_s выражается параметр неидеальности вырожденной электронной плазмы $\gamma_в=0{,}543\ r_s$ (см. *Неидеальная плазма*). К вырожденной однокомпонентной плазме близка плазма валентных электронов в металлах, для к-рых $r_s=2\div6$.

При $T=0$ электроны в сильно сжатой плазме, когда $r_s\ll1$, представляют собой слабо неидеальный газ. Энергия основного состояния в расчёте на один электрон, выраженная в Ry (ридберг равен энергии ионизации атома водорода), имеет вид:

$$\mathcal{E}_{GB}(r_s)=2{,}21r_s^{-2}-0{,}916r_s^{-1}+0{,}062\ln r_s-0{,}096.$$

Сюда дают вклады кинетич. энергия, обменная энергия (см. *Обменное взаимодействие*) и вычисленная М. Гелл-Маном и К. Бракнером (M. Gell-Mann, K. Brueckner, 1957) *корреляционная энергия*. В противоположном пределе $r_s\gg1$, когда электроны находятся в поле положительного равномерно распределённого заряда при низких темп-рах и на расстояниях значительно больших *Бора радиуса*, электроны настолько коррелированы, что образуют *вигнеровский кристалл*. В этих условиях энергия основного состояния имеет вид:

$$\mathcal{E}_W(r_s)=-3r_s^{-1}+3r_s^{-3/2}.$$

Принято считать, что вигнеровский кристалл плавится при $r_s\approx20$. Однако эта цифра требует уточнения.

Точное выражение для корреляц. энергии при промежуточных r_s отсутствует. Имеется целый набор интерполяц. ф-л для корреляц. энергии, начиная с простейшей, предложенной Е. Вигнером (E. Wigner, 1934): $\mathcal{E}_{corr}=-0{,}88\,(r_s+7{,}8)^{-1}$. Величина $\mathcal{E}_{corr}$ через структурный фактор $S(q)$ однокомпонентной плазмы связана с её диэлектрич. проницаемостью $\varepsilon(q,\omega)$ и может быть вычислена, если последняя известна.

Частично ионизованная невырожденная плазма. Если энергия ионизации атома I значительно превосходит темпру, электронно-ионное взаимодействие приводит к образованию связанных электронно-ионных состояний — атомов. Это имеет место, если выполняется неравенство $Ry/kT\gg1$. Т. к. появляются атомы, плазма становится трёхкомпонентной. Она оказывается также классической, поскольку расстояние макс. сближения электронов $e^2/kT\gg\lambda_e$ (λ_e — тепловая длина волны электрона). Трёхкомпонентная, иначе говоря, частично ионизованная, плазма существует в области I (см. рис. к ст. *Неидеальная плазма*). Она является невырожденной. Слабое взаимодействие между оставшимися свободными электронами и ионами вычисляется в рамках теории возмущений. Частично ионизованная плазма возникает в многочисл. газоразрядных техн. устройствах.

Концентрации свободных электронов, атомов и ионов связаны ур-нием Саха:

$$n_e n_i / n_a = (2\sum_i / \sum_a)(2\pi mkT/h^2)^{3/2} \exp(-I/kT).$$

Здесь $\sum_i$ и $\sum_a$ — внутр. статистич. суммы иона и атома. Вследствие дальнодействия кулоновских сил статистич. сумма уединённого атома есть расходящийся ряд. Напр., для атома водорода

$$\sum_a = \sum_{k=1}^{\infty} 2k^2 \exp(-\mathcal{E}_k/kT),$$

где $\mathcal{E}_k = Ry/k^2$; расходится и второй вириальный коэф., т. к. расходятся интегралы $\int d^3r\,[1-\exp(\pm e^2/rkT)]$, но эти расходимости взаимно сокращаются. Корректный учёт взаимодействия исходных электронов и ионов приводит к перенормировке статистич. суммы

$$\sum_a - \sum_{k=1}^{\infty} 2k^2 \left[\exp(-\mathcal{E}_k/kT) - 1 + \mathcal{E}_k/kT\right]$$

и к уменьшению энергии ионизации на величину $\Delta I = e^2/r_D$, где радиус экранирования

$$r_D = [4\pi e^2 (n_e + n_i)/kT]^{-1/2}.$$

Такая плазма представляет собой смесь идеальных газов электронов, атомов и ионов. Поправка к свободной энергии идеальной классич. плазмы обусловлена корреляцией заряж. частиц

$$\Delta F_{corr} = An_e^{3/2} + Bn_e^2 \ln n_e + Cn_e^2 + \ldots$$

Первый член описывает длинноволновые дебаевские корреляции $\Delta F_D = -T/12\pi r_D^3$; его учёт приводит к ур-нию состояния в виде *Дальтона закона* (давление идеальных газов равно сумме парциальных давлений) с малой поправкой: $p = Tn_a + 2Tn_e(1 - e^2/3r_DT)$. Второй член в плазме с однократной ионизацией исчезает.

Неидеальная классическая плазма. На рис. 2 изображена расчётная зависимость степени ионизации $x = n_e/(n_i + n_a)$ водородной плазмы от плотности и темп-ры [4]. При

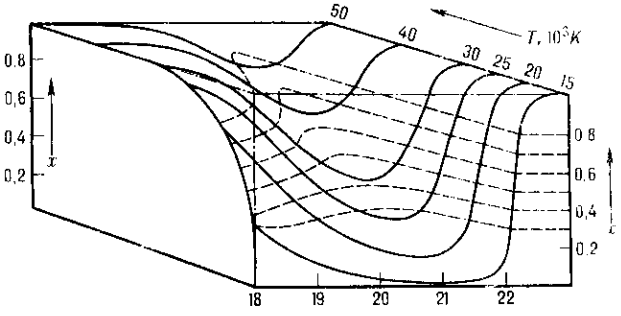


Рис. 2. Зависимость степени ионизации x водородной плазмы от плотности ($\lg(n_i + n_a,\ см^{-3})$) и температуры (штриховые кривые).

малых плотностях ионизация является термической: x уменьшается при сжатии (сплошные кривые слева) и возрастает при нагреве в соответствии с ур-нием Саха. Степень неидеальности характеризуется параметром $\gamma = e^2/kTr_i$. Измерения ур-ния состояния цезиевых паров, сжатых в подогреваемых ударных трубах, показали, что вплоть до значений γ, близких к единице, термодинамика неидеальной классич. плазмы близка к термодинамике идеальной плазмы.

При высоких плотностях рост степени ионизации вызван сжатием вещества. Это область сильно неидеальной плазмы. Соответствующие ей участки кривых (сплошные в правой части рис. 2) являются ориентировочными. Энергетич. спектр атомов деформируется, поскольку поля ионов экранируются на малых расстояниях. Постепенно радиусом экранирования становится не дебаевский, а среднее межчастичное расстояние r_i.

По мере дальнейшего сжатия исчезают возбуждённые состояния, соответственно понижается граница континуума. Когда радиус экранирования оказывается близким к размеру атома в основном состоянии a_0, энергетич. щель в спектре закрывается и атомы исчезают. Это условие наз. критерием Мотта для перехода вещества в металлич. состояние (см. *Металлов, ж. диэлектрика*). Измерения электропроводности, выполненные при изобарич. нагреве жидких металлов в омических печах, показали, что переход из металлич. состояния в пары металлов (переход Мотта) является не скачкообразным, а довольно плавным (см. *Переход металл — диэлектрик*).

Эксперименты указывают на высокие значения концентраций заряж. частиц в окрестности критич. точек ряда металлов. Возможно, что за конденсацию вещества в этой области ответственно сильное кулоновское взаимодействие.

Вырожденная плазма сильно сжатого вещества. При сильном сжатии электронная компонента вырождается и становится тем более идеальна, чем выше плотность. Все электроны в результате сжатия вещества и смятия электронных оболочек оторваны от ядер и образуют однородный электронный газ. Если ср. расстояние $r_{ср}$ между частицами этого газа меньше радиуса оболочки $r_{ср} < a_0/Z$, то параметр неидеальности по взаимодействию электронов с ядрами имеет вид

$$\gamma = Ze^2 n_e^{1/3}/\mathcal{E}_F < 1,$$

где $\mathcal{E}_F$ — энергия Ферми. Система положительно заряженных ядер, ещё очень далёкая от вырождения, сильно неидеальна и образует упорядоченную решётку. Соответственно этому давление даётся выражением

$$p = \frac{1}{5}(3\pi^2)^{2/3}\frac{\hbar^2}{m} n_e^{5/3} - \frac{\alpha}{3} Z^{2/3} e^2 n_e^{4/3},$$

где $\alpha \approx 1$ — постоянная Маделунга, зависящая от конкретной структуры решётки. Так, напр., для вигнеровских ячеек (см. *Вигнеровский кристалл*) $\alpha = 0.9(4\pi/3)^{1/3}$. Плазма сильно сжатого вещества (т. е. при высоких давлениях) может считаться холодной вплоть до чрезвычайно высоких темп-р (см. рис. 1,2 к ст. *Низкотемпературная плазма*), т. о., при экстремально высоких давлениях свойства веществ универсализуются — ат. номер входит в виде комбинаций $pZ^{-10/3}$, n_eZ^{-2}, $TZ^{-4/3}$. Такие условия реализуются, напр., в недрах звёзд.

С уменьшением плотности возникают новые эффекты. При не очень высоких темп-рах основными из них являются обменные и квантовые, к-рые в случае слабой неоднородности дают поправку к давлению

$$\Delta p = -(3\pi^2)^{1/3}(4\pi)^{-1}(1 + 2/9)e^2 n_e^{4/3}.$$

Диапазон плотностей, в к-ром выполняются неравенства $a_0^{-3} \ll n_i \ll Z^2 a_0^{-3}$, достаточно широк для плазмы тяжёлых элементов ($Z \gg 1$). На своей ниж. границе он соответствует давлению $p = e^2/a_0^4 = 300$ Мбар. Давления, близкие к 100 Мбар, зафиксированы экспериментально за ударными волнами, порождаемыми мощными взрывами. В этих условиях пространственное распределение электронов становится неоднородным, поскольку они притягиваются к ядрам. Существенно, что каждое ядро экранируется своими Z электронами, и плазма разбивается на совокупность независимых ячеек.

В таком ячеечном приближении слабонеоднородная плазма описывается *Томаса — Ферми методом*. Ур-ние Томаса — Ферми, решаемое в конечном объёме ячейки $(4\pi/3)r_i^3$, описывает атом в сжатом состоянии. При этом сохраняется автомодельность по Z. В области низких давлений метод Томаса — Ферми, даже с учётом обменных, квантовых и корреляц. эффектов, даёт только качеств. описание усреднённых характеристик, к-рые измеряются при изэнтропич. расширении конденсированного вещества, предварительно сжатого и разогретого во фронте ударной волны. На рис. 3 представлена изобара объёма v, приходящегося на один атом вещества [5]. Кривая, проведённая по эксперим. точкам, отражает осцилляции, вызванные оболочечными эффектами, обусловленными дискретным

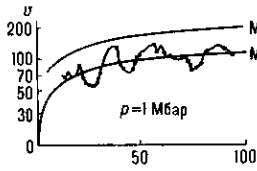


Рис. 3. Зависимости изобары объёма v, приходящегося на один атом вещества, от величины заряда Z; МТФ — расчёт методом Томаса — Ферми; МФП — расчёт методом функционала плотности; осциллирующая кривая — экспериментальная.

спектром энергии. Кривая, рассчитанная методом Томаса — Ферми (МТФ), передаёт усреднённый ход $v(Z)$.

На рис. 3 представлена также зависимость $v(Z)$, полученная с помощью одного из простейших вариантов метода функционала плотности (МФП) термодинамич. потенциала. Этот метод наиб. перспективен; он позволяет описать термодинамику сжатой плазмы в широком диапазоне параметров.

Лит.: 1) Ichimaru S., Strongly coupled plasmas: high-density classical plasmas and degenerate electron liquids, «Revs Mod. Phys.», 1982, v. 54, № 4, p. 1017; 2) Фортов В. Е., Якубов И. Т., Неидеальная плазма, М., 1994; 3) Веденов А. А., Термодинамика плазмы, в сб.: Вопросы теории плазмы, под ред. М. А. Леонтовича, в. 1, М., 1963, с. 273; 4) Крефт В.-Д., Кремп Д., Эбелинг В., Рёпке Г., Квантовая статистика систем заряженных частиц, пер. с англ., М., 1988; 5) Киржниц Д. А., Лозовик Ю. Е., Шпатаковская Г. В., Статистическая модель вещества, «УФН», 1975, т. 117, с. 3. *И. Т. Якубов.*

ТЕРМОДИНА́МИКА ТО́НКИХ ЖИ́ДКИХ ПЛЁНОК — раздел термодинамики, изучающий свойства тонких жидких плёнок и устанавливающий взаимосвязь между расклинивающим давлением и др. термодинамич. параметрами и ф-циями. Подробнее см. *Тонкие жидкие плёнки.*

ТЕРМОДИНАМИ́ЧЕСКАЯ ВЕРОЯ́ТНОСТЬ — число способов W, к-рыми можно реализовать данное макроскопич. состояние физ. системы, *статистический вес* макроскопич. состояния. Поскольку $W>1$, Т. в. не является вероятностью в обычном смысле. Т. в. связана с *энтропией* соотношением Больцмана $S=k\ln W$. В случае идеальных газов Т. в. легко вычисляется. Величина энтропии и, следовательно, Т. в. зависят от типа статистики, к-рой подчиняются частицы (см. *Больцмана статистика, Бозе — Эйнштейна статистика, Ферми — Дирака статистика*). Для реальных систем Т. в. можно оценить по величине *статистической суммы* Z, напр. для *канонического распределения Гиббса* $S=-(\partial F/\partial T)_{V,N}$, где F — *Гельмгольца энергия*, V — объём системы, содержащей N частиц. Когда число N велико, Т. в. становится очень большой: $W\sim\exp[N\varphi(\mathscr{E}/N)]$, где $\mathscr{E}$ — энергия системы. В *термодинамическом пределе* ($\mathscr{E}\to\infty$, $N\to\infty$, $\mathscr{E}/N=\text{const}$) Т. в. экспоненциально растёт с увеличением N. *Д. Н. Зубарев.*

ТЕРМОДИНАМИ́ЧЕСКАЯ СИСТЕ́МА — совокупность макроскопич. тел, к-рые могут взаимодействовать между собой и с др. телами (внеш. средой) — обмениваться с ними энергией и веществом. Т. с. состоит из столь большого числа структурных частиц (атомов, молекул), что её состояние можно характеризовать макроскопич. параметрами: плотностью, давлением, концентрацией веществ, образующих Т. с., и т. д.

Т. с. находится в равновесии (см. *Равновесие термодинамическое*), если параметры системы с течением времени не меняются и в системе нет к.-л. стационарных потоков (теплоты, вещества и др.). Для равновесных Т. с. вводится понятие *температуры* как *параметра состояния*, имеющего одинаковое значение для всех макроскопич. частей системы. Число независимых параметров состояния равно числу *степеней свободы* Т. с., остальные параметры могут быть выражены через независимые с помощью *уравнения состояния*. Свойства равновесных Т. с. изучает *термодинамика* равновесных процессов (термостатика), свойства неравновесных систем — *термодинамика неравновесных процессов*.

В термодинамике рассматривают: закрытые Т. с., не обменивающиеся веществом с др. системами; *открытые системы*, обменивающиеся веществом и энергией с др. системами; адиабатные Т. с., в к-рых отсутствует теплообмен с др. системами; изолированные Т. с., не обменивающиеся с др. системами ни энергией, ни веществом. Если система не изолирована, то её состояние может изменяться; изменение состояния Т. с. наз. термодинамическим процессом. Т. с. может быть физически однородной (*гомогенной системой*) и неоднородной (*гетерогенной системой*), состоящей из нескольких однородных частей с разными физ. свойствами. В результате фазовых и хим. превращений (см. *Фазовый переход*) гомогенная Т. с. может стать гетерогенной и наоборот.

Лит.: Эпштейн П. С., Курс термодинамики, пер. с англ., М.—Л., 1948; Леонтович М. А., Введение в термодинамику, 2 изд., М.—Л., 1951; Самойлович А. Г., Термодинамика и статистическая физика, 2 изд., М., 1955.

ТЕРМОДИНАМИ́ЧЕСКАЯ ТЕМПЕРАТУ́РНАЯ ШКАЛА́ — см. в ст. *Температурная шкала.*

ТЕРМОДИНАМИ́ЧЕСКАЯ ТЕО́РИЯ ВОЗМУЩЕ́НИЙ (статистическая теория возмущений) — метод приближённого регулярного вычисления свободной энергии (или к.-л. др. термодинамич. величины) физ. системы, аналогичный *возмущений теории* для энергии осн. состояния в квантовой механике. Построение Т. т. в. предполагает возможность разбиения полного *гамильтониана* H данной квантовой физ. системы (или соответственно *Гамильтона функции* для классич. системы) на свободный (нулевой) гамильтониан H_0 и гамильтониан взаимодействия λH_1, где константа связи λ может быть, вообще говоря, не мала. Согласно Т. т. в., свободная энергия F (см. *Гельмгольца энергия*) такой системы может быть представлена в аддитивной форме $F=F_0+F_1$, где F_0, по предположению, вычисляется точно, а F_1 имеет вид бесконечного разложения (ряда) по степеням $\beta\lambda$, где $\beta\equiv 1/kT$, T — абс. темп-ра. Очевидно, условия сходимости подобного ряда тем лучше, чем слабее взаимодействие λ и выше темп-ра T, хотя строгие критерии сходимости рядов Т. т. в. в общем случае отсутствуют.

Т. т. в. основана на формальной аналогии между *Шрёдингера уравнением* для волновой ф-ции системы и *Блоха уравнением* для статистич. оператора ρ квантового канонич. (или большого канонич.) распределения Гиббса для той же системы. Ур-ние Блоха $\partial\rho/\partial\beta=-H\rho$ с нач. условием $\rho|_{\beta=0}=1$ получается из ур-ния Шрёдингера формальной заменой времени t на мнимое время $\hbar\beta/i$. В рамках Т. т. в. решение для ρ, согласно Т. Мацубаре [1], ищется в виде $\rho=\rho_0 S(\beta)$ с нач. условием $S(0)=1$, где $S(\beta)$ — т.н. температурная S-матрица, имеющая вид, аналогичный *матрице рассеяния* в квантовой механике:

$$S(\beta)=P\exp\Big[-\int_0^\beta \mathscr{H}_1(\beta)\,d\beta\Big]$$

или

$$S(\beta)=\sum_{n=0}^{\infty}\frac{(-1)^n}{n!}\int_0^\beta\dots\int_0^\beta\prod_{i=1}^{n}d\beta_i P\big[\mathscr{H}_1(\beta_1)\dots\mathscr{H}_1(\beta_n)\big], \quad (1)$$

где

$$\mathscr{H}_1(\beta)=\exp(\beta\mathscr{H}_0)\,\mathscr{H}_1\exp(-\beta\mathscr{H}_0)$$

— гамильтониан $\mathscr{H}_1$ в представлении взаимодействия по мнимому времени, P — оператор «хронологич.» упорядочения по мнимому времени ($\beta_1>\beta_2>\dots>\beta_n$). Тогда для канонич. (или соответственно большой канонич.) статистич. суммы данной системы $Z=\exp(-\beta F)$ имеем

$$Z=\mathrm{Sp}\,\rho=\mathrm{Sp}\,\rho_0 S(\beta)\equiv Z_0\langle S(\beta)\rangle_0, \quad (2)$$

где введены обозначения $Z_0=\mathrm{Sp}\,\rho_0=\exp(-\beta F_0)$, $\langle\dots\rangle_0=Z_0^{-1}\mathrm{Sp}(\rho_0\dots)$ — термодинамич. среднее для свободной (невозмущённой) системы. Вычисление Z существенно упрощается благодаря наличию для $\langle S(\beta)\rangle_0$ теоремы о разложении по т.н. связным средним (*кумулянтам*), приводящей к экспоненциальной ф-ле $\langle S(\beta)\rangle_0=\exp\langle S(\beta)\rangle_{0,c}$, где c — индекс связности. Тогда, логарифмируя (2), находим, что искомая добавка F_1 к свободной энергии F_0 невозмущённой системы имеет вид:

$$F_1=F-F_0=-\frac{1}{\beta}(\ln Z-\ln Z_0)=-\frac{1}{\beta}\langle S(\beta)\rangle_{0,c}. \quad (3)$$

Эфф. вычисление связных средних в каждом порядке разложения (1) для $S(\beta)$ (а также частичное суммирование к.-л. подпоследовательностей членов этого разложения) проводится, как правило, с использованием граф. техники, вполне аналогичной технике *Фейнмана диаграмм*, где вместо причинных ф-ций Грина, характерных для квантовой теории поля, применяются т. н. мацубаровские ф-ции Грина (см. *Грина функция* в статистич. физике). В рамках Т. т. в. имеет место теорема (Уорд и Латтинжер [2]) о стационарности (точнее, минимальности) функционала свободной энергии F по отношению к вариациям полной ф-ции Грина или массового оператора; частный случай этой теоремы, соответствующий обобщённому *среднего поля приближению*, эквивалентен т. н. статистическому вариационному принципу Н. Н. Боголюбова (1956), согласно которому $F \leqslant \min\{F_0 + \langle \mathscr{H}_1 \rangle_0\}$. Согласно этой теореме, для F_1 может быть получено формальное замкнутое выражение в виде т. н. интеграла по константе связи (см., напр., [4, 7]), через полную электронную ф-цию Грина G_λ и соответствующий массовый оператор M_λ или через полную фононную ф-цию Грина D_λ и соответствующий поляризац. оператор Π_λ след. вида (в символич. записи):

$$F_1 = \int_0^\lambda (d\lambda'/\lambda') G_{\lambda'} M_{\lambda'} \quad \text{или} \quad F_1 = \int_0^\lambda (d\lambda'/\lambda') D_{\lambda'} \Pi_{\lambda'}.$$

Практич. вычисление слагаемых, входящих в осн. ф-лы Т. т. в. (1) и (3), основано обычно на записи гамильтониана взаимодействия H_1 в представлении вторичного квантования с помощью ферми-, бозе- или паули-операторов. Соответственно при вычислениях средних в (3) и (1) используется температурное обобщение *Вика теоремы* о спариваниях, доказанное К. Блохом и Де Доминисисом [3] для ферми- и бозе-операторов и С. В. Тябликовым и В. А. Москаленко [5] — для паули-операторов. Построение Т. т. в. для классич. физ. систем существенно упрощается по сравнению с квантовыми благодаря тому, что для коммутирующих в этом случае при любых значениях β_i сомножителей $\mathscr{H}_1(\beta_i)$ величина $S(\beta)$ превращается из хронологич. Р-экспоненты в обычную, для к-рой кумулянты $F_1^{(n)}$ любого порядка вычисляются значительно проще; напр., в первом порядке по взаимодействию $F_1^{(1)} = \lambda \langle \mathscr{H}_1 \rangle_0$, а во втором $F_1^2 = (-\lambda^2 \beta/2) \langle (\mathscr{H}_1 - \langle \mathscr{H}_1 \rangle_0)^2 \rangle_0$. Существует обобщение Т. т. в. на случай возмущений $\mathscr{H}_1$, явно зависящих от времени t (напр., при вычислении ф-ций линейной реакции системы на такое возмущение, а также кинетич. коэффициентов, согласно *Грина — Кубо формулам*). В этом случае при построении аналога S-матрицы для неравновесного статистич. оператора используется как мнимое, так и обычное время, так что соответствующая диаграммная техника значительно усложняется (см., напр., Л. Каданов, Г. Бейм [6]).

Примеры применения Т. т. в. для разл. типов физ. систем (напр., для неидеальных газов низкой плотности с короткодействием — т. н. газовое приближение или для системы частиц с дальнодействующим кулоновским взаимодействием — т. н. плазменное приближение) подробно рассмотрены в монографии [7] (см. также в ст. *Вириальное разложение*, *Майера диаграммы* в статистич. физике). Т. т. в. широко используется также для анализа физ. свойств систем, описываемых *спиновым гамильтонианом*, выше критич. точки фазового перехода; напр., для сильно магнитных систем [8] строятся т. н. высокотемпературные разложения для намагниченности, восприимчивости и т. п., к-рые затем анализируются методом *Паде аппроксимации* с целью нахождения *критических показателей*.

Лит.: 1) Matsubara T., A new approach to quantum-statistical mechanics, «Progr. Theoret. Phys.», 1955, v. 14, p. 351; 2) Luttinger J. M., Ward J. C., Ground-state energy of the many-fermion system, «Phys. Rev.», 1960, v. 118, p. 1417; 3) Bloch C., De Dominicis C., Undeveloppement du potentice de Gibbs nombre de porticuels, «Nucl. Phys.», 1958, v. 7, p. 459; 4) Бонч-Бруевич В. Л., Тябликов С. В., Метод функций Грина в статистической механике, М., 1961, § 12; 5) Тябликов С. В., Москаленко В. А., Теорема о статистических средних для паули-операторов, «ДАН СССР», 1964, т. 158, с. 839; 6) Каданов Л., Бейм Г., Квантовая статистическая механика, пер. с англ., М., 1964; 7) Абрикосов А. А., Горьков Л. П., Дзялошинский И. Е., Методы квантовой теории поля в статистической физике, М., 1962; 8) Тябликов С. В., Методы квантовой теории магнетизма, 2 изд., М., 1975. *Ю. Г. Рудой.*

ТЕРМОДИНАМИ́ЧЕСКИЕ ПАРА́МЕТРЫ — см. *Параметры состояния*.

ТЕРМОДИНАМИ́ЧЕСКИЕ ПОТЕНЦИА́ЛЫ — ф-ции объёма, темп-ры, давления, плотности и др. параметров макроскопич. термодинамич. системы. К Т. п. относятся внутр. энергия, энтальпия, энергия Гельмгольца (свободная энергия), энергия Гиббса и т. д. Подробнее см. *Потенциалы термодинамические*, *Термодинамика*.

ТЕРМОДИНАМИ́ЧЕСКИЕ СТЕ́ПЕНИ СВОБО́ДЫ — см. *Степени свободы*, *Гиббса правило фаз*.

ТЕРМОДИНАМИ́ЧЕСКИЙ ПРЕДЕ́Л — предел отношения экстенсивных термодинамич. величин к числу частиц N (или объёму V), когда N стремится к бесконечности при фиксированном уд. объёме $v = V/N$. Напр., для свободной энергии (*Гельмгольца энергии*) $F(T, V, N)$ Т. п.

$$\lim_{N \to \infty,\, V \to \infty,\, V/N = \text{const}} F(T, V, N)/N = f(T, v),$$

где T — темп-ра, $f(T, v)$ — свободная энергия на одну частицу. Существование Т. п. в системе взаимодействующих частиц доказано Л. Ван Ховом (L. Van Hove, 1949) для *канонического распределения Гиббса* и Ч. Янгом и Т. Ли (C. N. Yang, T. D. Lee, 1952) — для *большого канонического распределения Гиббса*.

Лит.: Рюэль Д., Статистическая механика. Строгие результаты, пер. с англ., М., 1971, гл. 3. *Д. Н. Зубарев.*

ТЕРМОДИНАМИ́ЧЕСКОЕ РАВНОВЕ́СИЕ — см. *Равновесие термодинамическое*.

ТЕРМОДИНАМИ́ЧЕСКОЕ СОСТОЯ́НИЕ — равновесное макроскопич. состояние *термодинамической системы*, к-рое фиксируется заданием параметров состояния, представляющих собой измеряемые макроскопич. приборами ср. величины определ. набора характеристик системы. Конкретный выбор этих параметров неоднозначен и определяется тем, каким способом рассматриваемая равновесная система выделяется из среды окружающих её тел и др. систем (т. е. видом контакта системы и окружения). Обычно используется один из четырёх вариантов такого выбора: 1) адиабатически изолированная система (система выделена стенками, не допускающими через себя потоки энергии и частиц) — фиксируются энергия системы $\mathscr{E}$, объём V, число частиц N и внеш. поля X; 2) система в термостате (система выделена с помощью теплопроводящих стенок и находится в равновесии с др. термодинамич. системой, выполняющей роль термометра или термостата) — фиксируются темп-ра T или $\Theta = kT$ (энергия $\mathscr{E}$ уже не фиксируется точно), а также V, N, X; 3) система выделена воображаемыми стенками (величины $\mathscr{E}$ и N точно не фиксированы) — в качестве параметров состояния используются Θ, V, X и хим. потенциал μ; 4) вариант 2, но с подвижной стенкой (система «под поршнем», выполняющим роль мембраны манометра, объём V уже точно не фиксирован) — параметрами состояния являются Θ, давление P, N и X. В термодинамич. пределе, $N \to \infty$, $V/N = \text{const}$, все четыре варианта оказываются эквивалентными, т. к. различия в граничных условиях проявляются как негарантированные малые поправки.

При выборе параметров в варианте 1 *потенциалом термодинамическим*, содержащим в себе всю информацию о равновесных свойствах системы, является *энтропия* $S = S(\mathscr{E}, V, N, X)$, в варианте 2 — свободная энергия (*Гельмгольца энергия*) $F = \mathscr{E} - \Theta S/k = F(\Theta, V, N, X)$, в варианте 3 — введённый Гиббсом потенциал $\Omega = F - \mu N = \Omega(\Theta, V, X, \mu)$ и в варианте 4 — *Гиббса энергия* (потенциал Гиббса) $G = F + PV = G(\Theta, P, X, N)$. Если зафиксировать условие 1, то энтропия при стремлении системы к равновесному состоянию достигает своего макс. значения, при фиксир. условиях 2, 3, 4 соответственно потенци-

алы F, Ω, G стремятся к своим мин. значениям. Т. о., единственное и устойчивое состояние *равновесия термодинамического*, характеризуемое не только внеш. условиями, но и значениями всех др. макроскопич. параметров, определяется как решение вариационной задачи, соответствующей выбору одного из вариантов 1—4 в случае 1 — $(\delta S)_{eVXN}=0$, $(\delta^2 S)_{eVXN}<0$, в случае 2 — $(\delta F)_{\Theta VXN}=0$, $(\delta^2 F)_{\Theta VXN}>0$ и т. д. Вариации термодинамич. потенциалов производятся по тем параметрам системы, к-рые при указанных фиксир. условиях могут принимать неравновесные значения.

Состояния неравновесных статистич. систем фиксируются по-разному в зависимости от этапов их эволюции. Напр., для классич. неидеального газа в нач. период времени, меньший или порядка времени взаимодействия отдельных частиц друг с другом, микроскопич. состояние системы определяется как в механике — заданием импульсов и координат всех N частиц. Затем состояние хаотизируется, индивидуальность частиц утрачивается и система вступает в кинетич. фазу эволюции, описываемую кинетич. ф-циями распределения и кинетич. ур-ниями (см. *Кинетическая теория газов*). По истечении времени $t\sim\tau_{\text{пр}}$ ($\tau_{\text{пр}}$ — ср. время свободного пробега) в областях системы, имеющих локальный размер $\sim l$ (l — ср. *длина свободного пробега*), возникает *локальное термодинамическое равновесие*. Темп-ра $\Theta(t,\boldsymbol{r})$, плотность $n(t,\boldsymbol{r})$ и др. определяемые ими термодинамич. характеристики являются локальными и зависят от времени t и пространственной координаты $\boldsymbol{r}$. На этом этапе эволюция системы описывается ур-ниями гидродинамич. типа с учётом неоднородностей темп-ры, плотности и конкретных граничных условий (*Навье — Стокса уравнения*, ур-ния теплопроводности, диффузии и др.), а состояние — как «карта» релаксирующих значений локальных термодинамич. характеристик. Лишь по истечении общего времени релаксации в системе прекращаются потоки, устанавливаются равновесные значения темп-ры (одинаковые для всех $\boldsymbol{r}$), плотности, давления и т. д. (при наличии внеш. статич. поля эти величины неоднородны и зависят от $\boldsymbol{r}$), утрачивается роль граничных условий, *кинетических коэффициентов* и т. д. При этом поведение системы описывается методами равновесной *термодинамики*, состояние фиксируется условиями 1—4, а сама система конкретизируется с помощью макроскопич. ур-ний состояния или соответствующим термодинамич. потенциалом.

Лит.: Квасников И. А., Термодинамика и статистическая физика. Теория неравновесных систем, М., 1987; его же, Термодинамика и статистическая физика. Теория равновесных систем, М., 1991. *И. А. Квасников.*

ТЕРМОДИФФУ́ЗИЯ — перенос компонент газовой смеси или растворов при наличии в них градиента темп-ры. Если разность темп-р поддерживается постоянной, то вследствие Т. в объёме смеси возникает градиент концентрации, что вызывает и обычную диффузию. В стационарных условиях при отсутствии потока вещества Т. уравновешивается обычной диффузией и в объёме возникает разность концентраций, к-рая может быть использована, напр., для разделения изотопов. Т. в растворах наз. эффектом Соре — по имени швейц. химика Ш. Соре (Ch. Soret), впервые в 1879—81 исследовавшего Т.

В бинарной смеси при пост. давлении и отсутствии внеш. сил полный диффуз. поток вещества равен

$$\boldsymbol{j}_i=-nD_{12}\operatorname{grad}c_i-n\left(D_{\text{т}}/T\right)\operatorname{grad}T,$$

где D_{12} — коэф. диффузии, $D_{\text{т}}$ — коэф. Т., n — число частиц смеси в единице объёма, $c_i=n_i/n$ — концентрация частиц i-го компонента ($i=1$, 2). Распределение концентрации в стационарном состоянии может быть найдено из условия $\boldsymbol{j}_i=0$, откуда

$$\operatorname{grad}c_i=\left(-k_{\text{т}}/T\right)\operatorname{grad}T,$$

где $k_{\text{т}}=D_{\text{т}}/D_{12}$ — термодиффуз. отношение, пропорц. произведению концентраций компонент.

Коэф. Т. сильно зависит от *межмолекулярного взаимодействия*, поэтому его изучение позволяет исследовать силы межмолекулярного взаимодействия в газах.

Процесс, обратный Т., наз. *Дюфура эффектом*.

Лит.: Грю К. Э., Иббс Т. Л., Термическая диффузия в газах, пер. с англ., М., 1956; см. также лит. при ст. *Диффузия*, *Термодинамика неравновесных процессов*. *Д. Н. Зубарев.*

ТЕРМОИЗОЛЯ́ЦИЯ МАГНИ́ТНАЯ — радикальное снижение теплопереноса высокотемпературной разреженной плазмы при помещении её в сильное магн. поле. Т. м. была предложена в 1950 А. Д. Сахаровым и И. Е. Таммом для осуществления непрерывной реакции синтеза лёгких ядер (изотопов водорода) в магн. *термоядерном реакторе*. Принцип Т. м. используется во всех *магнитных ловушках* для осуществления *управляемого термоядерного синтеза* (УТС).

В основе Т. м. лежит ограничение движения составляющих плазму заряж. частиц (электронов и ионов) в направлении, поперечном к магн. полю $\boldsymbol{B}$, за счёт силы Лоренца. В результате траектории частиц выглядят как спирали, обвивающие магн. силовые линии, и если бы частицы не испытывали столкновений (точнее, кулоновского взаимодействия между собой), то Т. м. в магн. ловушках была бы идеальной. Но при большой частоте столкновений ν, значительно превосходящей циклотронную частоту $\omega_B=eB/m$ вращения частицы (с зарядом e и массой m) вокруг магн. силовой линии, когда ср. длина свободного пробега частицы $l=v/\nu$ (v — ср. тепловая скорость) много меньше ср. радиуса спирали $r_B\simeq v/\omega_B$ (ларморовский радиус), магн. поле практически не влияет на траекторию частиц и Т. м. отсутствует. Т. м. становится эффективной при $l/r_B=\omega_B/\nu\gg 1$.

Согласно законам диффузии, коэф. температуропроводности $\chi=\Delta^2\nu$, а энергетич. время жизни плазмы τ, характеризующее темп выноса энергии из плазмы за счёт диффуз. процессов, определяется ф-лой

$$\tau\simeq a^2/\chi=\nu^{-1}(a/\Delta)^2,$$

где Δ — ср. смещение частицы в результате столкновения. В направлении, поперечном магн. полю, ср. смещение $\Delta_\perp=r_B=\bar{v}/\omega_B$, тогда как в отсутствие магн. поля (или вдоль поля) $\Delta=l=v/\nu$. Таким образом, «классическое» время жизни плазмы, находящейся в магн. поле, в $(\omega_B/\nu)^2$ раз больше, чем без магн. поля. Это отношение для ионов дейтерия составляет $\sim 10^9 B^2 T^3/n_{20}$ (магн. поле выражается в теслах, темп-ра — в кэВ, плотность ионов — в единицах 10^{20} м$^{-3}$). В условиях термоядерного реактора в этих единицах $B\sim 5$, $T\sim 10\div 30$, $n\sim 1$. Для электронов численный коэф. в ф-ле равен $\simeq 4\cdot 10^{12}$.

Реальный теплоперенос в магн. ловушках оказывается существенно выше классического по двум причинам. Во-первых, кривизна магн. силовых линий в магн. ловушках приводит к *дрейфу заряженных частиц*. В результате дрейфа отклонение траекторий тех частиц, к-рые совершают многократные отражения от неизбежных в магн. ловушках областей макс. напряжённости магн. поля (магн. пробок), оказывается значительно больше ларморовского радиуса, $\Delta\gg r_B$. Результирующие «неоклассич.» коэф. температуропроводности и диффузии, зависящие от геометрии системы, строго рассчитываются в неоклассич. теории переносов (см. *Переноса процессы* в плазме).

Вторая и гл. причина ухудшения Т. м. — неизбежные *неустойчивости плазмы*, к-рые в лучшем случае приводят к подстройке профилей темп-ры и плотности плазмы к устойчивым распределениям. Такой процесс самоорганизации плазмы сопровождается повышением темпа потерь частиц и энергии, тем более высоким, чем менее согласовано распределение источников выделения частиц и тепла в объёме плазмы с устойчивыми профилями плотности и темп-ры. Этот турбулентный процесс описывается полуэмпирич. коэф. теплопроводности и диффузии или глобальными зависимостями τ от параметров плазмы, магн. системы, мощности нагрева и т. п. Как показали многолетние эксперим. исследования, путём подбора оптимальных условий можно добиться Т. м., достаточной для техн. реализации магн. термоядер. реактора. *В. Д. Шафранов.*

ТЕРМОИО́ННАЯ ЭМИ́ССИЯ — см. в ст. *Ионная эмиссия*.

ТЕРМОЛЮМИНЕСЦЕ́НЦИЯ — *люминесценция*, возникающая при нагревании вещества, предварительно возбуждённого светом или жёстким излучением. Наблюдается у мн. *кристаллофосфоров*, минералов, нек-рых стёкол и органич. *люминофоров*. Механизм Т.— рекомбинационный. При нагревании люминофора электроны, захваченные ловушками, освобождаются и происходит излучат. рекомбинация их с ионизированными при возбуждении центрами люминесценции. Т. применяется при исследовании энергетич. спектра электронных ловушек в твёрдых телах, а также в минералогии для исследования центров люминесценции минералов, определения возраста пород и условий их образования.

ТЕРМОМАГНИ́ТНЫЕ ЯВЛЕ́НИЯ — эффекты переноса теплоты в проводнике с перепадом темп-ры, помещённом в магн. поле (подробнее см. *Термогальваномагнитные явления*).

ТЕРМО́МЕТР (от греч. thérmē — тепло и metréō — измеряю) — прибор для измерения *температуры*. Действие Т. основано на зависимости различных аддитивных физ. величин от темп-ры. При измерении Т. приводится в тепловое равновесие с объектом, темп-ра к-рого определяется. Бесконтактные высокотемпературные Т., основанные на измерении параметров оптич. излучения, наз. *пирометрами*.

В каждом типе Т. непосредственно измеряется определ. физ. величина, связанная с темп-рой известной зависимостью, к-рая наз. *температурной шкалой*. Если эта зависимость является следствием *второго начала термодинамики*, то такой Т. измеряет темп-ру по термодинамич. температурной шкале и Т. наз. первичным. Среди первичных Т. наиб. значение имеет газовый Т., действие к-рого основано на *уравнении состояния* идеального газа; для одного моля газа оно имеет вид

$$pV = RT,$$

где p — давление газа, V — его объем, T — темп-ра, R — универсальная газовая постоянная. Газовый Т.— осн. прибор при построении *Международной практической температурной шкалы*. Обычно применяют газовый Т. пост. объёма (рис.), для к-рого $p_1/p_2 = T_1/T_2$. Этот Т. обеспечивает точность $2 \cdot 10^{-3}$ К в интервале темп-р от 2 до 400 К. Для учёта отклонений свойств реального газа (гелий) от идеального измеряют темп-ру при неск. давлениях заполнения, а затем экстраполируют к $p = 0$ или применяют вириальное ур-ние состояния:

$$pV = RT\left(1 + \frac{B}{V} + \frac{C}{V^2} + \ldots\right)$$

(B, C — вириальные коэф.). В точном газовом Т. учитывается наличие газа в трубке, соединяющей колбу с манометром (вредный объём), изменение объёма колбы с темп-рой, адсорбция газа и примесей в нём стенками колбы и перепад давлений на концах трубки, вызванный разностью темп-р колбы и манометра (термомолекулярное давление). Газовый Т. пост. объёма градуируется измерением давления p_1 в одной точке, темп-ра к-рой известна (обычно $T_1 = 0$ °С).

Первичным Т., в к-ром также применяется газ, может служить акустический Т. Скорость звука u_0 в неограниченном пространстве, заполненном идеальным газом, связана с термодинамич. темп-рой ф-лой

$$u_0 = \gamma \frac{RT}{M},$$

где γ — отношение теплоёмкости газа при пост. давлении к теплоёмкости при пост. объёме, M — молекулярная масса газа. Отличие свойств реального газа от идеального учитывается таким же способом, как и в газовом Т. В реальном акустич. Т. измеряется скорость звука в трубе акустич. *интерферометра*, учитываются вязкость газа, теплообмен, акустич. волны со стенками интерферометра и акустич. *импеданс* излучателя. Найти влияние этих факторов с нужной точностью не удаётся, и акустич. Т. при низких темп-рах (2—20 К) имеет точность на порядок меньшую, чем газовый. Она может быть повышена в неск. раз при использовании сферич. акустич. *резонатора*.

Первичным может служить Т., основанный на измерении шумового напряжения на электрич. сопротивлении r,

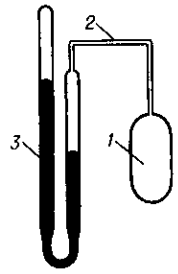


Схема простейшего газового термометра: *1* — баллон, заполненный газом; *2* — соединительная трубка; *3* — измеритель давления (манометр).

обусловленного тепловыми флуктуациями в нём. Ср. значение квадрата напряжения шумов $\bar{v}^2$ связано с темп-рой *Найквиста формулой*

$$\bar{v}^2 = 4krT\Delta f,$$

где Δf — полоса частот, в к-рой производится измерение напряжения. Точность шумового Т. обычно не превышает 0,1%, и его применяют при очень низких (ниже неск. К) или при высоких (св. 1000 К) темп-рах, а также в условиях высокого радиац. фона, когда происходит сравнительно быстрое разрушение любого Т. Акустич. и шумовой Т. не нуждаются в градуировке, т. к. кельвин входит в газовую постоянную R и в постоянную Больцмана k.

Для измерения темп-р ниже неск. К часто применяют первичный магнитный Т., основанный на *Кюри законе* для идеального *парамагнетика*. Магн. восприимчивость такого парамагнетика связана с темп-рой ф-лой

$$\chi = \frac{C}{T}$$

(C — константа Кюри). При очень низких темп-рах, когда тепловые возбуждения не могут воспрепятствовать магн. упорядочению диполей, модель идеального парамагнетика неприменима. Ограничения для использования магн. Т. при высоких темп-рах связаны в осн. с быстрым падением его чувствительности ($\sim 1/T^2$). К числу наиб. употребительных парамагн. материалов относятся церий-магниевый нитрат (в интервале темп-р 0,006—3 К), а также медь и платина (при темп-рах 10^{-6}—0,1 К), в к-рых система диполей образована ядерными магн. моментами, к-рые на 3 порядка величины меньше, чем электронные магн. моменты.

В реальном магн. Т. применяется модифицированный закон Кюри:

$$\chi = A + \frac{B}{T + \Delta + \delta/T};$$

он позволяет учесть взаимодействие магн. диполей (Δ, δ), наличие составляющей восприимчивости, не зависящей от темп-ры (A), а также геом. факторы аппаратуры (A, B и Δ). Для нахождения всех констант магн. Т. приходится градуировать при 4 известных темп-рах.

Первичные Т., как правило, сложны и непригодны для практич. измерений, где применяются вторичные Т., к-рые градуируют по показаниям первичных Т. К числу распространённых вторичных Т. относятся жидкостные Т., в к-рых используется различие в величинах теплового расширения жидкости и прозрачной оболочки, к-рую она заполняет. Положение мениска жидкости в капилляре, припаянном к оболочке, определяется темп-рой, к-рая отсчитывается по делениям на шкале, расположенной вдоль капилляра. Для разных диапазонов жидкостные Т. заполняют пентаном (от −200 до 35 °С), спиртом (от −80 до

80 °С), ртутью (от −35 до 600 °С). Оболочку изготовляют из спец. сортов стекла и подвергают старению, а для точных и высокотемпературных Т.— из кварцевого стекла. Высокотемпературные ртутные Т. заполняют азотом под давлением 1—20 атм — для предотвращения перегонки ртути в свободный более холодный конец капилляра. При точных измерениях учитывается темп-ра ртути в капилляре, для чего ртутные Т. погружают в измеряемую среду целиком или до уровня жидкости в капилляре или вводится поправка на выступающий столбик ртути, темп-ра к-рого измеряется отд. Т. Точность лучших ртутных Т. при измерениях темп-ры до 100 °С достигает неск. мК. Жидкостные Т. непригодны для автоматич. измерений и постепенно вытесняются электрическими.

Из электрических Т. наиб. распространены Т. сопротивления. Их действие основано на зависимости сопротивления чистых металлов от темп-ры. В металлах она обусловлена рассеянием электронов проводимости на тепловых колебаниях решётки и в осн. линейна. При темпрах ниже 20 К, где сказывается рассеяние электронов на дефектах структуры, и при высоких темп-рах, когда возникают дополнит. вакансии, зависимость сопротивления от темп-ры перестаёт быть линейной.

В металлическом Т. сопротивления чаще всего применяются высокочистые платина, медь и никель. Чувствительный элемент металлич. Т. изготовляют из проволоки, укреплённой на изолирующем каркасе, или из металлич. плёнки, нанесённой на подложку, и, как правило, помещают в защитный кожух. Для получения стабильных показаний проволока укладывается на каркасе свободно, с тем чтобы избежать её деформаций вследствие различий теплового расширения проволоки и каркаса. Чувствительный элемент отжигается, и проволока становится очень мягкой. Для платиновых эталонных Т., воспроизводящих Международную температурную шкалу, применяется проволока, в к-рой примеси не обнаруживаются при спектральном анализе, а отношение сопротивлений Т. при 100 °С и при 0 °С для таких Т. должно быть не менее 1,3925. Эталонные платиновые Т. имеют точность от 1 до 10 мК. В техн. металлич. Т. проволока закреплена жёстко, что обеспечивает прочность прибора, но приводит к падению точности до 0,1—1 К.

При низких темп-рах (до 0,5 К) наиб. точны Т. из сплавов, содержащих небольшое (0,5%) кол-во магн. металла (напр., сплав родия с железом или сплав платины с кобальтом). Зависимость от темп-ры у этих Т. связана с дополнит. рассеянием электронов проводимости на магн. примеси, при к-ром спин электрона меняет направление (*Кондо эффект*), и с постепенным упорядочением ориентации магн. моментов примеси при понижении темп-ры. Такие Т. в области темп-р ниже 14 К обладают чувствительностью в сотни раз большей, чем платиновые. Стабильность их очень высока, поскольку прочность отожжённой проволоки из таких сплавов гораздо выше, чем прочность платиновой проволоки.

Т., использующие температурную зависимость полупроводников, очень разнообразны и применяются при низких темп-рах. Часто используются Т. из германия, легированного сурьмой или мышьяком, с добавлением до 10% акцепторной примеси. При этом ширина запрещённой зоны снижается до сотых долей эВ и при темп-рах ниже 100 К все примесные атомы ионизованы. При понижении темпры число ионизов. атомов и соответственно электронов в зоне проводимости экспоненциально уменьшается и при 10 К становится пренебрежимо малым. При более низких темп-рах проводимость полупроводника не связана со свободными электронами, она продолжает падать экспоненциально, но по иному закону. Чувствительность германиевых Т. очень высока, их сопротивление меняется на десятки процентов при изменении темп-ры на 1 К вблизи 20 К и на сотни процентов вблизи 2 К. Полупроводниковые Т. различаются по осн. веществу, легирующим материалам, их концентрациям и способам легирования.

Широко распространены также Т. из углеродных материалов (для измерения темп-р от 0,01 до 10 К), термисторы из окисей магния, никеля и кобальта (для измерения ср. темп-р) и из окисей редкоземельных элементов (для темп-р до 1000 К). Сопротивление этих Т. растёт с понижением темп-ры. Их проводимость обусловлена преодолением электронами энергетич. барьера на границах зёрен. Углеродные Т. чувствительны к присутствию адсорбированного на границах зёрен атм. кислорода, поэтому чувствительные элементы таких Т. герметизируются.

Применяются также Т., основанные на температурной зависимости эдс термопар, электрич. ёмкости сегнетоэлектрика, падения напряжения на полупроводниковом диоде, резонансной частоты пьезокварца, давления плавления гелия-3 (от 1 мК до 0,5 К) и т. д. Т. различаются по условиям их применения: метеорологические, медицинские, глубоководные, инкубаторные и др.

Лит.: Температурные измерения. Справочник, 2 изд., К., 1989; Куинн Т., Температура, пер. с англ., М., 1985. *Д. Н. Астров.*

ТЕРМОМЕТРИ́Я — раздел физики и измерит. техники, посвящённый методам и средствам измерения *температуры*. Одновременно Т.— раздел *метрологии*, в задачи к-рого входит обеспечение единства температурных измерений: установление температурных шкал, создание эталонов, разработка методик градуировки и поверки приборов для измерения темп-ры.

Темп-ра не может быть измерена непосредственно. Любой метод Т. связан с применением *температурной шкалы*, связывающей темп-ру с др. физ. свойством (объёмом, давлением, электрич. сопротивлением, эдс, интенсивностью оптич. излучения и т. д.).

Единство температурных измерений основано на Международной температурной шкале 1990 (МТШ-90), воспроизводящейся Гос. *эталоном* в диапазоне 0,8—1234 К. По Гос. эталону поверяют образцовые приборы, по к-рым градуируют рабочие *термометры*. Методы Т. обычно разделяют на две осн. группы: контактные методы (собственно Т.) и бесконтактные методы (Т. излучения, или пирометрия). При контактном методе прибор, измеряющий темп-ру объекта, должен находиться с ним в тепловом равновесии, т. е. иметь с ним одинаковую темп-ру. Методы достижения теплового равновесия и измерения термометрич. свойства сильно различаются в зависимости от диапазона темп-р, требуемой точности и условий измерения. Все приборы контактной Т. состоят из термометра и вторичного прибора — измерителя термометрич. свойства (манометра, потенциометра, измерит. мостов, логометра, милливольтметров и т. д.), шкалы к-рых часто градуированы в °С. Иногда под термином «термометр» понимают комплект из собственно термометра и вторичного прибора.

Многочисл. методы контактной Т. обычно различаются по термометрич. свойству (газовая, акустическая, шумовая, магн. Т., Т. по сопротивлению и т. д.).

Лит. см. при ст. *Термометр.* *Д. Н. Астров, Д. И. Шаревская.*

ТЕРМОМЕХАНИ́ЧЕСКИЙ ЭФФЕ́КТ (эффект фонтанирования) — появление в сверхтекучей жидкости разности давлений ΔP, обусловленной разностью темп-р ΔT (см. *Сверхтекучесть*). Т. э. впервые наблюдался Дж. Алленом и Х. Джонсом (J. F. Allen, H. Jones, 1938). Т. э. проявляется в различии уровней жидкости в двух сосудах, сообщающихся через узкую щель или капилляр и находящихся при разных темп-рах (рис., *а*). Другой наглядный способ демонстрации Т. э. заключается в нагреве излучением трубки, набитой мелким чёрным порошком и опущенной одним концом в сверхтекучий гелий. При освещении порошок быстро нагревается, и из-за возникающей разности давлений в сосуде и вне его жидкий гелий фонтаном выбрасывается из верх. конца капилляра (рис., *б*). В рамках двухжидкостной модели сверхтекучего гелия Т. э. можно объяснить как выравнивание концентраций сверхтекучей компоненты, свободно протекающей через щель в направлении нагретой части жидкости. В то же время поток нормальной компоненты в обратном направлении невозможен из-за действия сил вязкости (см. *Гелий жидкий*). Для разности давлений в Т. э. термодинамически получено со-

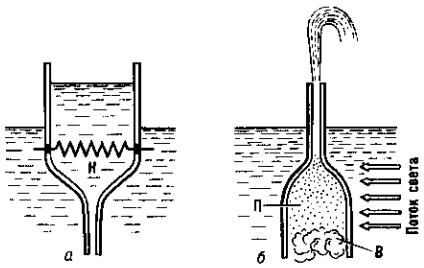


Рис. Термомеханический эффект: *а* — уровень жидкости в сосуде с нагревателем Н выше, чем в сообщающемся с ним сосуде; *б* — фонтанирование гелия при освещении и нагреве порошка П, находящегося в сосуде со сверхтекучим гелием (В — гигроскопич. вата).

отношение $\Delta P/\Delta T = \rho S$, где ρ — плотность, S — *энтропия* жидкого гелия.

Обратный эффект — охлаждение сверхтекучего гелия при продавливании его через узкие щели или капилляры — наз. *механокалорическим эффектом*.

Лит.: Тилли Д. Р., Тилли Дж., Сверхтекучесть и сверхпроводимость, пер. с англ., М., 1977. *И. П. Крылов.*

ТЕРМОПА́РА — датчик темп-ры, состоящий из двух соединённых между собой разнородных электропроводящих элементов (обычно из металлич. проводников, реже из полупроводников). Действие Т. основано на эффекте Зеебека (см. *Термоэлектрические явления*). Если контакты (обычно спаи) проводящих элементов, образующих Т. (их часто наз. термоэлектродами), находятся при разных темп-рах, то в цепи Т. возникает эдс (*термоэдс*), величина к-рой однозначно определяется темп-рами горячего и холодного контактов и природой материалов, применённых в качестве термоэлектродов.

Эдс Т. из металлич. проводников обычно лежит в пределах 5—60 мкВ/К. Эдс Т. из полупроводников может быть на порядок выше. Точность определения темп-ры с помощью Т. составляет, как правило, неск. К, а у нек-рых Т. достигает $\approx 0{,}01$ К.

Т. используются в самых разл. диапазонах темп-ры (от неск. К до примерно 2800 К). Применяются в устройствах для измерения темп-ры (см. *Термометрия*) и разл. автоматизир. системах управления и контроля. В сочетании с электроизмерит. приборами (милливольтметром, потенциометром и т. п.) Т. образует термоэлектрич. термометр.

Лит.: Сосновский А. Г., Столярова Н. И., Измерение температур, М., 1970.

ТЕРМОПОЛЯРИЗАЦИО́ННЫЙ ЭФФЕ́КТ — поляризация *диэлектрика* (высокоомного полупроводника) при его нагреве в пост. электрич. поле. Т. э. проявляется в виде изменения тока во внеш. цепи нагреваемого диэлектрика. Ток обусловлен перераспределением подвижных носителей заряда (электронов и ионов) и (или) ориентацией полярных молекул. В основе Т. э. лежит активационная зависимость времени релаксации τ поляризации от темп-ры T:

$$\tau = \tau_0 \exp(W/kT), \qquad (1)$$

где W — энергия активации, τ_0 — множитель с размерностью времени, слабо зависящий от темп-ры T. Зависимость (1) может быть обусловлена температурной зависимостью вязкости диэлектрика, наличием потенц. барьеров между разл. ориентациями полярных молекул, термич. освобождением связанных электронов или ионов и т. п. При комнатной темп-ре электрич. поле не вызывает заметного изменения поляризации диэлектрика ввиду большого τ. При повышении темп-ры образца, обычно по линейному закону, $T = T_0 + \beta t$, поляризация быстро нарастает и достигает стационарного значения, определяемого напряжённостью электрич. поля E. Соответственно плотность тока поляризации в цепи образца

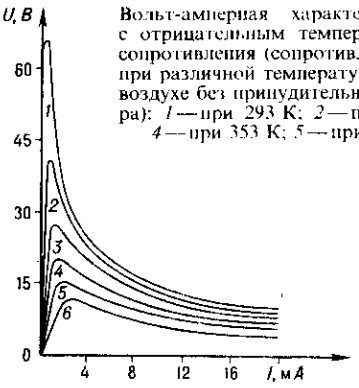
$$j = \frac{dP}{dt} = \beta \frac{dP}{dT} \qquad (2)$$

проходит через максимум, положение к-рого на оси времени или темп-ры даёт информацию об энергии активации. Это лежит в основе метода т. н. термоактивационной спектроскопии.

Т. э. может быть обусловлен также накоплением объёмного заряда у блокирующего электрода или *Шоттки барьера* за счёт равновесной проводимости, имеющей активационную температурную зависимость. Разновидностью Т. э. является термостимулированная деполяризация, осуществляемая при нагреве предварительно неоднородно поляризованного короткозамкнутого образца; измеряемой величиной служит ток короткого замыкания во внеш. цепи.

Лит.: Гороховатский Ю. А., Бордовский Г. А., Термоактивационная токовая спектроскопия высокоомных полупроводников и диэлектриков, М., 1991. *Э. М. Эпштейн.*

ТЕРМОРЕЗИ́СТОР — полупроводниковый резистор, электрич. сопротивление к-рого изменяется в зависимости от изменения темп-ры. Для Т. характерны большой температурный коэф. сопротивления (ТКС) (в десятки раз превышающий ТКС металлов), простота устройства, способность работать в разл. климатич. условиях при значит. механич. нагрузках, стабильность характеристик во времени. Т. изготовляют в виде стержней, трубок, дисков, шайб, бусинок и тонких пластинок преим. методами порошковой металлургии; их размеры могут варьировать в пределах от 1—10 мкм до 1—2 см. Осн. параметры Т.: номинальное сопротивление, ТКС, интервал рабочих темп-р, максимально допустимая мощность рассеяния.



Вольт-амперная характеристика терморезистора с отрицательным температурным коэффициентом сопротивления (сопротивление 830 кОм при 293 К) при различной температуре окружающей среды (на воздухе без принудительного обдува терморезистора): *1* — при 293 К; *2* — при 313 К; *3* — при 333 К; *4* — при 353 К; *5* — при 373 К; *6* — при 393 К.

Различают Т. с отрицательным и положительным ТКС. Т. с отрицательным ТКС изготовляют из смеси поликристаллич. оксидов переходных металлов (напр., MnO, CoO, NiO, CuO), легированных Ge и Si, полупроводников типа $A^{III}B^{V}$, стеклообразных полупроводников и др. материалов (см. также *Полупроводниковые материалы*). Различают Т. низкотемпературные (рассчитанные на работу при темп-рах ниже 170 К), среднетемпературные (170—510 К) и высокотемпературные (св. 570 К). Кроме того, существуют Т., предназначенные для работы при 4,2 К и ниже и при 900—1300 К. Наиб. широко используются среднетемпературные Т. с ТКС от $-2{,}4$ до $-8{,}4\%$ $К^{-1}$ и с номинальным сопротивлением $1—10^6$ Ом.

Режим работы Т. зависит от того, на каком участке статистической вольт-амперной характеристики (ВАХ) выбрана рабочая точка (рис.). В свою очередь ВАХ зависит как от конструкции, размеров и осн. параметров Т., так и от темп-ры, теплопроводности окружающей среды, тепловой связи между Т. и средой. Т. с рабочей точкой на начальном (линейном) участке ВАХ используются для измерения и контроля темп-ры и компенсации температурных изменений параметров электрич. цепей и электронных приборов. Т. с рабочей точкой на нисходящем участке

ВАХ (с отрицат. сопротивлением) применяются в качестве пусковых реле, реле времени, измерителей мощности эл.-магн. излучения на СВЧ, стабилизаторов темп-ры, напряжения и др. Режим работы Т., при к-ром рабочая точка находится также на ниспадающем участке ВАХ (при этом используется зависимость сопротивления Т. от темп-ры и теплопроводности окружающей среды), характерен для Т., применяемых в системах теплового контроля и пожарной сигнализации, регулирования уровня жидких и сыпучих сред; действие таких Т. основано на возникновении релейного эффекта в цепи с Т. при изменении темп-ры окружающей среды или условий теплообмена Т. со средой. Изготовляются также Т. спец. конструкции — с косвенным подогревом. В таких Т. имеется подогревная обмотка, изолированная от полупроводникового резистивного элемента (если при этом мощность, выделяющаяся в резистивном элементе, мала, то тепловой режим Т. определяется темп-рой подогревателя, т. е. током в нём). Т. о. появляется возможность изменять состояние Т., не меняя ток через него. Такой Т. используется в качестве перем. резистора, управляемого электрически на расстоянии.

Из Т. с положительным ТКС наиб. интерес представляют Т., изготовленные из твёрдых растворов на основе $BaTiO_3$. Такие Т. обычно наз. позисторами. Известны Т. с небольшим положительным ТКС (0,5—0,7% K^{-1}), выполненные на основе Si с электронной проводимостью; их сопротивление изменяется с темп-рой примерно по линейному закону. Такие Т. используются, напр., для температурной стабилизации электронных устройств на *транзисторах*.

Лит.: Шефтель И. Т., Терморезисторы, М., 1973; Кривоносов А. И., Кауфман В. Я., Статистические характеристики поликристаллических терморезисторов, М., 1976; Мэклин Э. Д., Терморезисторы, пер. с англ., М., 1983. *И. Т. Шефтель.*

ТЕРМОСТА́ТИКА — то же, что и *термодинамика* равновесных (квазистатич.) процессов. Термин «Т.» введён Й. Д. Ван-дер-Ваальсом (J. D. van der Waals), но не получил распространения.

Лит.: Ван-дер-Ваальс Й. Д., Констамм Ф., Курс термостатики, пер. с нем., ч. 1—2, М., 1936.

ТЕРМОСФЕ́РА — слой *атмосферы*, расположенный над мезосферой. Ниж. граница Т. — мезопауза (см. *Мезосфера*) — находится на высоте $z = 80$—90 км, а верхняя — на $z \geqslant 500$ км, т. е. там, где начинается ускользание наиб. лёгких частиц (атомов водорода и гелия) в космос (см. *Экзосфера*). Темп-ра в Т. быстро растёт с высотой и достигает на $z = 200$—300 км 500—2500 К. Выше темп-ра мало изменяется с высотой. С ростом солнечной активности темп-ра и её вертикальные градиенты увеличиваются. Плотность воздуха в Т. уменьшается от $1{,}8 \cdot 10^{-8}$ г/см^3 на $z \approx 80$ км до $1{,}8 \cdot 10^{-15}$ г/см^3 на $z \approx 500$ км.

Выше 100—110 км под действием УФ-излучения Солнца с длинами волн $\lambda < 242$ нм ($h\nu > 5{,}11$ эВ) диссоциирует молекулярный кислород (O_2). При $z > 150$—200 км атомарный кислород (O) преобладает. Для разбиения на атомы молекул азота (N_2) нужна энергия $> 9{,}76$ эВ. Поэтому образование атомарного азота (N) идёт гораздо медленнее, чем O. Заметное кол-во N наблюдается лишь выше 300 км. При этом и в верх. Т. сохраняется высокая концентрация N_2. Диссоциация O_2, N_2 и др. молекул сопровождается уменьшением ср. молекулярной массы воздуха под действием гравитац. разделения газов. Вследствие увеличения с высотой относит. кол-ва лёгких газов (O, He, H) она уменьшается от прибл. 29 на уровне мезопаузы до 14—15 вблизи верх. границы Т. Под действием УФ-излучения в Т. возникают ионы O^+, O_2^+, NO^+, N_2^+, а также свободные электроны. Поглощение в Т. энергии космич. лучей и солнечных частиц — протонов и электронов — также приводит к ионизации и диссоциации частиц воздуха. Благодаря сильной ионизации Т. составляет б. ч. *ионосферы*. На движение воздуха в ней влияют магнитогидродинамич. силы. Вблизи геомагн. полюсов в верх. части Т. под действием бомбардировки воздуха высокоэнергичными протонами и электронами возникают *полярные сияния*. В ниж. части Т. зажигаются и сгорают метеоры.

Осн. источником тепла в Т. служит переход энергии УФ-излучения, потраченной на диссоциацию и ионизацию, в тепло при двойных и тройных столкновениях, а также при тушении возбуждённых атомов кислорода при столкновениях с др. частицами. Тепло выделяется также при диссипации в Т. акустич. и гравитац. волн, а также энергии проникающих внутрь неё солнечных и космич. частиц. Молекулы и атомы кислорода не могут излучать больших количеств ИК-радиации, а сильноизлучающих газов CO_2 и H_2O в б. ч. Т. нет. Лишь в самой ниж. части Т. нек-рую роль играет охлаждение воздуха, порождаемое ИК-излучением трёхатомных газов: O_3, H_2O и CO_2. В целом охлаждение Т. происходит в осн. за счёт теплопроводности, создающей поток тепла в более холодную мезосферу. Темп-ра, плотность, циркуляция воздуха и др. параметры Т. подвержены заметным суточным и сезонным колебаниям. Они зависят от колебаний интенсивности приходящей солнечной радиации, корпускулярного излучения, а также от развития гравитац. и акустич. волн, возникающих как в нижележащих атм. слоях, так и в самой Т. Дневное нагревание сопровождается расширением Т., подчас превосходящим 100 км, а ночное охлаждение — её оседанием. Чем больше активность Солнца, тем больше и временна́я и пространственная изменчивость темп-ры, плотности и др. характеристик Т.

Лит.: Хргиан А. Х., Физика атмосферы, 2 изд., т. 1, Л., 1978; Крейг Р. А., Метеорология и физика верхней атмосферы, пер. с англ., Л., 1970; Атмосфера. Справочник, Л., 1991.

С. М. Шметер.

ТЕРМОУПРУ́ГОСТЬ — раздел механики деформируемого твёрдого тела, где изучаются зависимости между напряжениями, деформациями и темп-рой и разрабатываются матем. методы расчёта температурных напряжений и деформаций, к-рые существенны для рационального проектирования машин и конструкций, работающих в сложных температурных режимах.

В пределах сохранения упругости материала компоненты тензора напряжений (см. *Напряжение механическое*), тензора деформации (см. *Деформация* механическая) и темп-ра связаны линейными соотношениями:

$$\begin{gathered}\sigma_{11} = \lambda\theta + 2\mu\varepsilon_{11} - (3\lambda + 2\mu)\alpha T, \\ \sigma_{12} = 2\mu\varepsilon_{12}, \\ \sigma_{22} = \lambda\theta + 2\mu\varepsilon_{22} - (3\lambda + 2\mu)\alpha T, \\ \sigma_{23} = 2\mu\varepsilon_{23}, \\ \sigma_{33} = \lambda\theta + 2\mu\varepsilon_{33} - (3\lambda + 2\mu)\alpha T, \\ \sigma_{31} = 2\mu\varepsilon_{31}, \\ (\theta = \varepsilon_{11} + \varepsilon_{22} + \varepsilon_{33}),\end{gathered} \qquad (*)$$

где λ и μ — постоянные Ламе (см. *Модули упругости*), α — температурный коэф. линейного расширения, T — разность между текущим значением темп-ры и темп-рой ненапряжённого состояния. С использованием соотношений (*) матем. задачи Т. формулируются аналогично задачам *упругости теории*.

Лит.: Лейбензон Л. С., Курс теории упругости, 2 изд., М.—Л., 1947; Боли Б., Уэйнер Дж., Теория температурных напряжений, пер. с англ., М., 1964. *В. С. Ленский.*

ТЕРМОЭДС — электродвижущая сила U, возникающая в электрич. цепи, состоящей из неск. разнородных проводников, контакты между к-рыми имеют разл. темп-ры (*Зеебека эффект*). Если электрич. цепь состоит из двух разл. проводников, она наз. термоэлементом или *термопарой*. Величина Т. зависит только от темп-р горячего T_1 и холодного T_2 контактов и от материалов проводников. В небольшом интервале темп-р (0—100 °C) $U = \alpha(T_1 - T_2)$. Коэф. α, называемый коэф. Зеебека или термоэлектрич. способностью пары, термосилой, коэф. Т., удельной Т., зависит от материала проводников и интервала темп-р (табл.).

Цифры, приведённые в табл., условны, т. к. Т. чувствительна к микроскопич. кол-вам примесей, к ориентации кристаллич. зёрен. Т. может возникнуть в цепи, состоящей

Значения α для некоторых металлов и сплавов по отношению к Pb

Материал	α, мкВ/К	Материал	α, мкВ/К
Sb	+43	Hg	−4,4
Fe	+15	Pt	−4,4
Mo	+7,6	Na	−6,5
Cd	+4,6	Pd	−8,9
W	+3,6	K	+13,8
Cu	+3,2	Ni	−20,8
Zn	+3,1	Bi	−68,0
Au	+2,9	Хромель	+24
Ag	+2,7	Нихром	+18
Pb	0,0	Платинородий	+2
Sn	−0,2	Алюмель	−17,3
Mg	−0,0	Константан	−38
Al	−0,4	Копель	−38

Примечание. Знак «+» указывает, что ток течёт от Pb к данному металлу через более нагретый спай, а знак «−» — через холодный спай.

и из одного материала, если его разные участки подвергались разл. технол. операциям. Она не меняется при последоват. включении в цепь любого кол-ва др. материалов, если появляющиеся при этом дополнит. места контактов поддерживают при одной и той же темп-ре.

Если вдоль проводника существует градиент темп-ры, то электроны на горячем конце приобретают более высокие энергии и скорости. В полупроводниках, кроме того, концентрация электронов растёт с темп-рой. В результате возникает поток электронов от горячего конца к холодному, на холодном конце накапливается отрицат. заряд, а на горячем остаётся нескомпенсир. положит. заряд. Накопление заряда продолжается до тех пор, пока возникшая разность потенциалов не вызовет равный обратный поток электронов. Алгебраич. сумма таких разностей потенциалов в цепи создаёт одну из составляющих Т., к-рую наз. объёмной. Другие составляющие Т. связаны с температурной зависимостью *контактной разности потенциалов* и с эффектом *увлечения электронов фононами*. Т. к. число фононов, движущихся от горячего конца к холодному, больше, чем число электронов, движущихся навстречу, то в результате увлечения ими электронов на холодном конце накапливается отрицат. заряд. Эта составляющая Т., называемая Т. увлечения, при низких темпрах может быть в десятки и сотни раз больше других. В магнетиках играет роль также увлечение электронов *магнонами*.

Т. металлов очень мала, сравнительно больше Т. в *полуметаллах* и их сплавах, а также в нек-рых переходных металлах и их сплавах (напр., в сплавах Pd—Ag Т. достигает 86 мкВ/К). Т. в этих случаях велика из-за того, что ср. энергия электронов в потоке сильно отличается от энергии Ферми. Иногда быстрые электроны обладают меньшим коэф. диффузии, чем медленные, и Т. меняет знак. Величина и знак Т. зависят также от формы *ферми-поверхности*, разл. участки к-рой могут давать в Т. вклады противоположного знака. Знак Т. металлов иногда меняется на противоположный при низких темп-рах. В *полупроводниках n-типа* на холодном контакте скапливаются дырки, а на горячем остаётся нескомпенсир. отрицат. заряд (если аномальный механизм *рассеяния носителей заряда* или эффект увлечения не приводит к перемене знака Т.). В термоэлементе, состоящем из полупроводников *p-* и *n*-типов, Т. складываются. В полупроводнике со смешанной проводимостью к холодному контакту диффундируют и электроны и дырки и их заряды взаимно компенсируются. Если концентрации и подвижности электронов и дырок равны, то Т. равна нулю.

Лит. см. при ст. *Зеебека эффект*. *Л. С. Стильбанс.*

ТЕРМОЭДС ОСЦИЛЛЯЦИИ — осцилляции коэф. термоэдс как ф-ции магн. поля ($1/H$) в *вырожденных полупроводниках* при низких темп-рах в квантующих магн. полях. В магн. полях движение носителей заряда в плоскости, перпендикулярной $\boldsymbol{H}$, квантуется и спектр носителей распадается на ряд подзон Ландау, разделённых энергетич. интервалом $\hbar\omega_c$, где $\omega_c = eH/mc$ — *циклотронная частота* (для изотропного параболич. закона дисперсии носителей), m — *эффективная масса*, e — заряд носителей. *Плотность состояний* (суммированная по всем подзонам) как ф-ция энергии $\mathscr{E}$ носителей носит резко немонотонный характер, осциллируя при изменении поля $\boldsymbol{H}$ с периодом $\hbar\omega_c$ и обращаясь в бесконечность у дна каждой подзоны (на уровне Ландау). При изменении магн. поля уровни Ландау перемещаются относительно уровня Ферми $\mathscr{E}_F$, к-рый последовательно пересекает разл. уровни Ландау, вызывая осцилляции величин, зависящих от плотности состояний вблизи уровня Ферми, в т. ч. *термоэдс*. Для наблюдения Т. о. необходимо, чтобы тепловое размытие уровня Ферми и размытие энергетич. спектра за счёт столкновений было меньше расстояния между уровнями Ландау: $\hbar\omega_c > kT$, $\hbar\omega_c > \hbar\tau^{-1}$ (τ — время релаксации энергии), а хим. потенциал (уровень Ферми) был достаточно велик: $\mathscr{E}_F \geqslant 3\hbar\omega_c/2$.

Если $\boldsymbol{H}$ направлено вдоль оси z, электрич. поле $\boldsymbol{E}$ и градиент темп-ры ∇T — вдоль оси x, то в сильном магн. поле компонента тензора термоэдс $\alpha_{xx}(\boldsymbol{H})$ определяется ф-лой

$$\alpha_{xx} = s/en,$$

где s — плотность энтропии носителей заряда, к-рая в квантующем магн. поле зависит от $\boldsymbol{H}$; n — концентрация носителей заряда. В вырожденных полупроводниках энтропия s непосредственно связана с осциллирующей плотностью состояний вблизи уровня Ферми $\mathscr{E}_F$.

Т. о. используется в физ. исследованиях для измерения эфф. массы носителей заряда, параметров сложной зонной структуры и g-факторов. Преимущество Т. о. перед *Шубникова — де Хааза эффектом* состоит в том, что коэф. термоэдс значительно слабее, чем электросопротивление, зависит от качества образца (неоднородностей вещества, микротрещин и т. п.).

Лит.: Ансельм А. И., Введение в теорию полупроводников, 2 изд., М., 1978; Зеегер К., Физика полупроводников, пер. с англ., М., 1977; Аскеров Б. М., Электронные явления переноса в полупроводниках, М., 1985. *Ю. И. Равич.*

ТЕРМОЭЛЕКТРИ́ЧЕСКИЕ ЯВЛЕ́НИЯ — совокупность явлений, связанных с потоками носителей заряда, вызванных градиентом темп-ры ∇T и переносом тепла электрич. током I. К Т. я. относят возникновение в замкнутой электрич. цепи, составленной из разных проводников, термоэдс в условиях, когда места контактов поддерживаются при разных темп-рах (*Зеебека эффект*). В небольшом интервале темп-р термоэдс U можно считать пропорциональной разности темп-р с коэф. пропорциональности α (коэф. термоэдс, уд. термоэдс): $U = \alpha(T_1 - T_2)$. Коэф. α определяется материалами проводников, но зависит также от темп-ры.

Другое Т. я. — выделение (или поглощение) тепла (в зависимости от направления тока) в местах контактов разнородных проводников. Кол-во тепла Q пропорционально кол-ву электричества It, прошедшему через контакт: $Q = \pi It$, где I — сила тока, t — время, π — коэф. Пельтье (см. *Пельтье эффект*).

Как Т. я. рассматривается также выделение (или поглощение) тепла в объёме проводника при протекании тока I (в дополнение к теплоте Джоуля), если вдоль проводника существует перепад темп-р: $Q = \tau(T_1 - T_2)It$, где T_1, T_2 — темп-ры на концах проводника, τ — коэф. Томсона. Томсон вывел термодинамич. соотношения между π, α, τ: $\pi = \alpha T$, $\tau = T\partial\alpha/\partial T$ (см. *Томсона эффект*).

Классификация Т. я. может быть осуществлена на основе феноменологич. теории *переноса явлений*. В однородной среде имеют место соотношения

$$j_i = \sum_{k=1}^{3} \sigma_{ik} E'_k - \sum_{m=1}^{3}\sum_{k=1}^{3} \sigma_{im}\alpha_{mk}\frac{\partial T}{\partial x_k},$$

$$q_i = \sum_{k=1}^{3} \pi_{ik} j_k - \sum_{k=1}^{3} \varkappa_{ik} \frac{\partial T}{\partial x_k},$$

где j_i, q_i, $\partial T/\partial x_k$, E'_k — компоненты векторов плотности тока, плотности потока тепла, град. темп-ры и обобщённого электрич. поля ($E' = E + \nabla\mu/e$, где μ — хим. потенциал для носителей заряда); σ_{ik}, α_{ik}, π_{ik}, $\varkappa_{ik}$ — компоненты тензоров электропроводности, термоэдс, Пельтье, теплопроводности. При $j=0$ и $\nabla T=0$ имеет место эффект Зеебека $E'_i = \Sigma\alpha_{ik}\partial T/\partial x_k$. При $\nabla T=0$, $q_i = \Sigma\pi_{ik} j_k$ — эффект Пельтье.

Большинство полупроводников в отсутствие магн. поля термоэлектрически изотропны, т. е. тензоры σ_{ik} и др. — скалярные величины. Для них эффекты Пельтье и Зеебека можно наблюдать только в электрич. цепях, составленных из разнородных материалов.

В термоэлектрически анизотропных материалах (напр., Bi, ZnS) можно наблюдать поперечные эффекты Зеебека и Пельтье, если направления приложенного градиента темп-ры или тока j не совпадают с гл. осями тензоров α_{ik}, π_{ik}. В прямоугольной пластинке размерами l_x, l_y, l_z возникают разность потенциалов между боковыми гранями $U_y = \alpha_{yx}\Delta T_x l_y/l_x$ или поперечный перепад темп-ры $\Delta T_y = \pi_{ix} I_x/\varkappa_{yy} l_z$. Изменения тензоров α_{ik} и π_{ik} в магн. поле приводят к продольным и поперечным термогальваномагнитным явлениям.

Т. я. лежат в основе разл. техн. устройств. Термоэлементы применяются для непосредств. превращения тепловой энергии в электрическую, а также для «перекачки тепла и холода». Согласно теории Иоффе, эффективность термогенерирующего и охлаждающего термоэлементов определяется параметром

$$Z = \left[\frac{|\alpha_p| + |\alpha_n|}{(\varkappa_n/\sigma_n)^{1/2} + (\varkappa_p\sigma_p)^{1/2}} \right]^2,$$

где индексы n и p относятся соответственно к ветвям с электронной и дырочной проводимостью. Если $\varkappa_n \approx \varkappa_p$ и $\sigma_n = \sigma_p$, то $Z = \alpha^2\sigma/\varkappa$. Для диэлектриков и для металлов Z мало, а достигает макс. значения в легиров. полупроводниках с концентрацией носителей $n \sim 10^{19} - 10^{20}$ см$^{-3}$.

Лит.: Анселъм А. И., Введение в теорию полупроводников, 2 изд., М., 1978; Зеегер К., Физика полупроводников, пер. с англ., М., 1977; Аскеров Б. И., Электронные явления переноса в полупроводниках, М., 1985.

З. М. Дашевский.

ТЕРМОЭЛЕКТРИ́ЧЕСКИЙ ГЕНЕРА́ТОР — устройство для непосредств. преобразования тепловой энергии в электрическую на основе *Зеебека эффекта*. В состав Т. г. входят термобатареи, набранные из полупроводниковых термоэлементов, соединённых последовательно или параллельно. Идея использования полупроводниковых термоэлементов вместо металлич. термопар принадлежит А. Ф. Иоффе (СССР).

Различают Т. г. низко-, средне- и высокотемпературные (диапазоны темп-р 20—300, 300—600, 600—1000 °С соответственно); в качестве материалов термоэлементов применяются твёрдые растворы на основе халькогенидов элементов V группы, IV группы периодич. системы элементов и твёрдые растворы Si—Ge (см. *Полупроводниковые материалы*). По типу используемого источника тепла Т. г. делятся на изотопные (наиб. распространены), солнечные, на органическом и жидком топливе и др. (см. также *Солнечная батарея*). Условия работы Т. г. при повыш. темп-рах требуют применения противокоррозийной и антисублимац. защиты термоэлементов, введения прослоек, снижающих хим. взаимодействие полупроводниковых материалов с коммутац. перемычками и согласующих их по термич. расширению. Наличие шунтирующих тепловой поток покрытий, создающих дополнит. термич. сопротивление, приводит к снижению кпд преобразования энергии, к-рый для лучших Т. г. достигает 15%. Мощность разл. Т. г. от неск. мкВт до неск. сотен кВт.

Осн. преимущества Т. г. (по сравнению, напр., с турбогенератором) — отсутствие движущихся частей, высокая надёжность, большой срок службы (до 25 лет), способность работать в широком диапазоне темп-р, автономность. Т. г. применяют в качестве осн. и вспомогат. источников электропитания удалённых и труднодоступных потребителей электрич. энергии (автоматич. маяков, навигац. буёв, метеорологич. станций, активных ретрансляторов космич. аппаратов, станций антикоррозионной защиты газо- и нефтепроводов и т. д.).

Н. В. Коломоец.

ТЕРМОЭЛЕКТРИ́ЧЕСКОЕ ОХЛАЖДА́ЮЩЕЕ УСТРО́ЙСТВО — устройство для переноса тепловой энергии от теплоотдатчика с низкой темп-рой к теплоприёмнику с высокой темп-рой, действие к-рого основано на *Пельтье эффекте* (см. также *Термоэлектрические явления*). Осн. функциональный узел Т. о. у. — термоэлектрич. батарея, набранная из термоэлементов, электрически соединённых между собой. При прохождении электрич. тока (от внеш. источника) через термоэлемент возникает разность темп-р горячего и холодного спаев термоэлемента; при этом на холодном спае тепло из охлаждаемого вещества поглощается и передаётся горячему спаю и далее в окружающую среду. Одноврем. в цепи термоэлемента выделяется тепло, к-рое передаётся холодному спаю путём теплопроводности.

Т. о. у. характеризуются эффективностью охлаждения $Z = \alpha^2\sigma/\lambda$, где α — термоэлектрич. коэф., σ и λ — уд. электро- и теплопроводности соответственно. Параметр Z — ф-ция темп-ры и концентрации носителей заряда, причём для каждой заданной темп-ры существует оптим. значение концентрации, при к-рой величина Z максимальна. Макс. снижение темп-ры связано с величиной эффективности выражением $\Delta T_{макс} = (1/2)ZT_x^2$, где T_x — темп-ра холодного спая термоэлемента. Совр. Т. о. у. обеспечивают снижение темп-ры от +20 до −200 °С; их холодопроизводительность, как правило, не более 100 Вт.

При изготовлении Т. о. у. обычно используют *полупроводниковые материалы*, преим. халькогениды висмута и сурьмы. Такие соединения являются узкозонными полупроводниками с высокой подвижностью носителей заряда, для к-рых характерно к тому же увеличение *термоэдс* в умеренных магн. полях (до 1 Тл). Противокоррозионная и антисублимац. защита термоэлементов в Т. о. у. осуществляется путём заливки термобатарей эпоксидными компаундами.

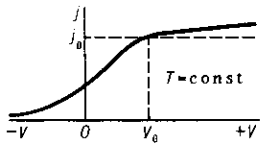
Т. о. у. отличаются простотой управления, возможностью тонкого регулирования темп-ры, бесшумностью, высокой надёжностью работы; имеют практически безграничный срок службы. Осн. недостаток Т. о. у. — малая эффективность (до 10^{-2} К$^{-1}$). Т. о. у. применяются для охлаждения и термостатирования термочувствит. элементов радиоэлектронной и оптич. аппаратуры, а также в бытовых и транспортных холодильниках, термостатах, медико-биол. приборах (напр., криозондах) и т. д.

Н. В. Коломоец.

ТЕРМОЭЛЕКТРО́ННАЯ ЭМИ́ССИЯ — испускание электронов нагретыми телами (эмиттерами) в вакуум или др. среду. Выйти из тела могут только те электроны, энергия к-рых больше энергии покоящегося вне эмиттера электрона (см. *Работа выхода*). Число таких электронов (обычно это электроны с энергиями $\gtrsim 1$ эВ относительно фермиуровня в эмиттере) в условиях термодинамич. равновесия в соответствии с Ферми—Дирака распределением ничтожно мало при темп-рах $T \approx 300$ К и экспоненциально растёт с T. Поэтому ток Т. э. заметен только для нагретых тел. Вылет электронов приводит к охлаждению эмиттера. При отсутствии «отсасывающего» электрич. поля (или при малой его величине) вылетевшие электроны образуют вблизи поверхности эмиттера отрицательный пространств. заряд, ограничивающий ток Т. э.

Основные соотношения. При малых напряжениях V между эмиттером и анодом плотность тока моноэнергетич. электронов описывается известной ф-лой (закон трёх вторых) $j \sim V^{3/2}$ (см. *Ленгмюра формула*); учёт разброса скоростей электронов, преодолевающих созданный пространств. зарядом потенц. барьер, значительно усложняет ф-лу, но характер зависимости $j(V)$ не изменяется; при увеличении V пространств. заряд рассасывается и ток достигает насыщения j_0, а при дальнейшем росте V ток слабо растёт

в соответствии с *Шоттки эффектом* (рис.). В сильных ($E > 10^6$ В/см) электрич. полях к Т. э. добавляется *автоэлектронная эмиссия* (термоавтоэлектронная эмиссия).



Выражение для плотности тока насыщения j_0 в силу принципа детального равновесия может быть получено путём расчёта потока электронов из вакуума в эмиттер. В условиях термодинамич. равновесия этот поток должен совпадать с потоком электронов, вылетающих в вакуум. В предположении, что поверхность эмиттера однородна, внеш. поле мало, а коэф. отражения электронов от поверхности эмиттера в вакууме r в области энергий $\sim kT$ вблизи уровня вакуума слабо зависит от энергии и не слишком близок к единице, такой расчёт приводит к ф-ле (формула Ричардсона — Дешмана)

$$j_0 = AT^2 \exp(-\Phi/kT). \qquad (*)$$

Здесь $A = A_0(1-\bar{r})$ (черта над r означает усреднение по энергиям электронов), $A_0 = 4\pi ek^2 m_e/h = 120{,}4$ А/см$^2 \cdot$К^2, Φ — работа выхода электрона. Предположение о слабой зависимости r от энергии нарушается лишь в исключительных (но всё же реальных) случаях, когда уровень вакуума попадает внутрь одной из запрещённых зон в электронном спектре твёрдого тела или соответствует к.-л. др. особенностям в спектрах объёмных и поверхностных состояний. Работа выхода металлов слабо зависит от темп-ры (вследствие теплового расширения); обычно эта зависимость линейная: $\Phi = \Phi_0 + \alpha T$, $\alpha \sim 10^{-4} - 10^{-5}$ эВ/град; причём коэф. α может быть как положителен, так и отрицателен. По этой причине, однако, определяемые путём построения графика зависимости j_0/T^2 от $1/T$ в полулогарифмич. координатах (метод прямых Ричардсона) величины отличаются от Φ и A из ф-лы (*). Для большинства чистых металлов найденные т. о. значения A изменяются от 15 до 350 А/см$^2 \cdot$К^2.

Влияние примесей и дефектов. Поверхностные примеси и дефекты даже при малой их концентрации ($\gtrsim 10^{-2}$ монослоя) могут оказывать значит. влияние на термоэмиссионные свойства металлов и полупроводников и приводят к заметному разбросу значений работы выхода ($\gtrsim 0{,}1$ эВ). К числу таких эмиссионно активных примесей относятся, напр., атомы щелочных и щёлочно-земельных элементов и их окислы. Возникающая при адсорбции атомов и молекул квантовохим. связь индуцирует перераспределение зарядов между адсорбируемыми атомами (адатомами) и собственными поверхностными атомами эмиттера. На больших расстояниях от адатома создаваемый этими зарядами потенциал может быть описан в терминах мультипольного разложения, т. е. в виде суммы дипольного, квадрупольного и т. д. потенциалов. Изменение работы выхода (дипольный скачок потенциала) определяется дипольными моментами $\Delta\Phi = 4\pi e N_s d$, где N_s — поверхностная концентрация адатомов, d — дипольный момент. При значениях d порядка неск. Д (1 Д $= 10^{-18}$ ед. СГСЭ) уже малые кол-ва примесей ($N_s \approx 10^{12} - 10^{13}$ см$^{-2}$), составляющие всего 0,1—0,01 монослойного покрытия, приводят к заметным изменениям работы выхода: $\Delta\Phi \sim 10^{-2} - 10^{-1}$ эВ. Эмиссионно активные примеси как раз и характеризуются высокими значениями $d \sim 1 - 10$ Д; рекордные значения $d \sim 10$ Д соответствуют адсорбции цезия. Изменение работы выхода описывает усреднённое вдоль поверхности изменение потенциала. Микроскопич. структура индуцируемого адатомами вблизи поверхности потенциала сложна. В частности, на нек-рой части поверхности существует потенц. барьер, затрудняющий вылет в вакуум электронов с энергиями, близкими к пороговым. Однако в большинстве случаев $d \sim 1$ Д и при таких d барьеры туннельно проницаемы — «прозрачны». В этих случаях изменения связаны с квантовомеханич. рассеянием и интерференцией электронов. Примеси и дефекты могут стимулировать перестройку поверхности, что также влияет на эмиссионные свойства. Кроме адсорбции примесных атомов на поверхности, источниками её загрязнения могут служить процессы сегрегации и поверхностной диффузии, весьма эффективные при повыш. темп-рах. Для устранения неконтролируемого влияния загрязняющих примесей и получения воспроизводимых результатов при изучении эмиссионных свойств поверхностей необходимо производить измерения в условиях сверхвысокого вакуума $\sim 10^{-9} - 10^{-10}$ мм рт. ст. (поток атомов из газовой среды на поверхность, создающий за 1 с монослойные покрытия, соответствует при комнатной темп-ре давлению $\sim 10^{-6}$ мм рт. ст.); при этом необходим контроль за составом и структурой поверхности с помощью совр. методов спектроскопии поверхности. Наилучшие объекты для изучения механизмов эмиссии — отд. грани монокристаллов переходных металлов, допускающие высокую степень очистки и отличающиеся высоким совершенством структуры поверхности.

Потенциал сил изображения (ПСИ), не являющийся электростатич. потенциалом и не удовлетворяющий *Пуассона уравнению* в вакууме, описывает потенц. энергию взаимодействия электрона с эмиттером. ПСИ даёт заметный вклад в работу выхода ($\lesssim 1$ эВ) и проявляется обычно на расстояниях от поверхности $z \lesssim 100$ А. Его особые свойства связаны с «кулоновским» видом зависимости от координат $V \sim z^{-1}$ (вплоть до расстояний от поверхности порядка межатомных). Движение электрона в поле такого потенциала оказывается существенно квантовым. При этом ввиду формальной аналогии анализ решений соответствующего ур-ния Шрёдингера и свойства самих решений близки к случаю обычного 3-мерного кулоновского потенциала. В частности, если электрон не может проникнуть внутрь эмиттера (в силу отсутствия там объёмных состояний с соответствующей энергией), то ПСИ индуцирует поверхностные состояния с кулоноподобным спектром (состояния ПСИ). Если же электрон может покинуть уровень в результате того или иного процесса, но вероятность этого события мала (как это часто бывает в действительности), то поверхностные состояния становятся резонансными, а уровни энергии приобретают конечную ширину. Электроны, находящиеся в непрерывном спектре, двигаясь над потенц. ямой, «чувствуют» наличие в ней уровня связанного состояния с малой по сравнению с глубиной ямы энергией связи, если их энергия невелика (сравнима с глубиной залегания уровня). В таком случае электрон за счёт эффектов многократного надбарьерного отражения может эффективно захватываться в область действия потенциала и рассеяние приобретает резонансный характер. Это явление приводит к резонансным осцилляциям в зависимости коэф. отражения от внеш. поля. Вероятность выхода в вакуум электрона, двигающегося изнутри твёрдого тела к его поверхности, связана с коэф. отражения соотношениями унитарности, являющимися квантовым аналогом принципа детального равновесия и обеспечивающими закон сохранения числа частиц. Поэтому в полевой зависимости тока Т. э. также наблюдаются слабые (но всё же заметные) осцилляции. В пределе слабых полей величина r и зависимость r от энергии существенно обусловлены видом потенциала.

Если потенциал достаточно быстро (быстрее, чем z^{-2}) стремится к своему асимптотич. значению, то r стремится к единице, а вероятность выхода электрона в вакуум обращается в нуль по закону $\varepsilon_\perp^{1/2}$ вблизи порога эмиссии ($\varepsilon_\perp$ — часть энергии электрона относительно уровня вакуума, соответствующая движению электрона по нормали к поверхности, иначе говоря, нормальная компонента полной энергии электрона). В случае медленноизменяющихся с z потенциалов, к к-рым относится и ПСИ, их наличие не привносит дополнит. особенностей в энергетич. зависимость r вблизи уровня вакуума. Поэтому величина $(1-r)$ из ф-лы (*) в большинстве случаев оказывается не слишком малой. Лишь в случаях, когда эмиссия осуществляется в среду с малой характерной длиной экранирования поля, не превышающей величин $\lesssim 100$ Å (обычных для области действия ПСИ), r оказывается близким к единице.

Термоэлектронная эмиссия из полупроводников. Ф-ла (*) применима и для описания Т. э. из полупроводников. Однако влияние темп-ры, электрич. поля, примесей в эмиттере и т. п. на эмиссионный ток и на величины Ф и А в этом случае существенно иное по сравнению с металлами. Различия обусловлены малой концентрацией электронов проводимости и наличием локализованных поверхностных электронных состояний, влияющих на расположение уровня Ферми $\mathscr{E}_F$ на поверхности полупроводника, вплоть до его «закрепления» в нек-рой точке запрещённой зоны (см. *Поверхностные состояния*, *Поверхность*). При этом $\mathscr{E}_F$ на поверхности полупроводника и Ф почти (с точностью до величин $\sim 0{,}1$ эВ) не зависят от $\mathscr{E}_F$ в объёме (т. е. от типа и концентрации легирующей примеси). Такое закрепление связано с поверхностными состояниями достаточно большой ($\geqslant 10^{12}$ см$^{-2}$) концентрации, индуцированными в основном собств. дефектами кристалла, возникающими при воздействии на полупроводник разл. внеш. факторов, таких, как адсорбция, механич., термич. обработка и др. В этом случае характер Т. э. аналогичен Т. э. из металлов.

На достаточно чистых и совершенных поверхностях полупроводников плотность собственных (заполненных и пустых) поверхностных состояний в запрещённой зоне невелика и уровень Ферми на поверхности может перемещаться внутри запрещённой зоны, следуя за его положением в объёме. Поэтому при изменении типа и концентрации примесей в объёме полупроводника изменяются Ф и ток Т. э. Кроме того, электрич. поле в таких полупроводниках не экранируется зарядами поверхностных состояний и проникает в эмиттер на значит. глубину, что приводит к изменению Ф за счёт приповерхностного изгиба зон и к разогреву электронного газа полем.

Аналогичная ситуация возникает и в том случае, когда внеш. поле превышает величину, достаточную для устранения экранирующего влияния поверхностных состояний. По этим причинам отбор тока эмиссии из полупроводников (в отличие от металлов, где эти эффекты обычно малы) может приводить к значит. нарушению термодинамич. равновесия. Особая ситуация возникает при эмиссии из систем с отрицат. электронным сродством (см. *Фотоэлектронная эмиссия*), в к-рых неравновесный характер процессов эмиссии (в т. ч. и Т. э.) обусловлен изначальными особенностями приповерхностной энергетич. структуры эмиттеров.

Влияние неоднородностей. Поверхность большинства эмиттеров неоднородна, на ней существуют «пятна» с разной работой выхода. Между ними возникает контактная разность потенциалов $\Delta\varphi$ и электрич. поля (поля пятен) величиной $\sim \Delta\varphi/R$ (где R — характерный размер неоднородностей). Эти поля создают дополнит. потенц. барьеры для эмитируемых электронов, что приводит к более сильной зависимости тока от анодного напряжения (аномальный эффект Шоттки), а также увеличивает зависимость тока от T. Поскольку размеры неоднородностей обычно не малы, $\gg 100$ Å, а значения разности потенциалов между соседними пятнами $\sim 0{,}1$—1 эВ, то типичные величины полей пятен не велики ($\sim 10^4$ В/см или меньше) и требуют для своего «раскрытия» относительно малых (по сравнению со случаем нормального эффекта Шоттки) внеш. полей, с чем и связана большая величина (аномальность) эффекта в случае неоднородных поверхностей.

Если поверхность сильно неоднородна, так что размеры эмиссионно активных пятен ρ значительно меньше расстояний между ними, то потенциал φ отд. пятна на расстояниях $\gtrsim \rho$ от него может быть представлен в виде суммы дипольного, квадрупольного и т. д. слагаемых. В частности, зависимость поля пятна от расстояния до поверхности z над центром пятна в этом случае близка к степенной. Последнее обстоятельство (в полной аналогии с нормальным эффектом Шоттки) приводит к степенной или близкой к ней зависимости величины снижения потенц. барьера над центром пятна $\Delta\varphi$ от внеш. поля E (напр., в случае чисто дипольного потенциала $\varphi \sim z^{-2}$ и $\Delta\varphi \sim E^{2/3}$). В реальных условиях зависимость потенциала от координат более сложна, однако качественно факторы, определяющие вид полевой зависимости тока в условиях аномального эффекта Шоттки, остаются теми же. Кроме того, всегда существует разброс значений параметров неоднородностей, а в нек-рых случаях (напр., для эмиттеров, приготавливаемых из мелкодисперсных порошков) иерархия размеров может быть весьма богатой (от 100 Å до 10—100 мкм). При этом с ростом поля происходит поочерёдное раскрытие полей пятен, что значительно расширяет полевой диапазон проявления аномального эффекта Шоттки.

Виды термоэмиттеров. К числу наиб. известных эфф. эмиттеров относятся окислы щёлочно-земельных, редкоземельных и др. элементов, обычно используемые в виде смесей с различными (в зависимости от назначения катода) добавками (см. *Термоэлектронный катод*). Самым популярным является катод на основе смеси окислов Ba, Ca и Sr — оксидный катод. Будучи соединениями с ярко выраженной ионной связью, окислы обладают относительно малым ($\leqslant 1$ эВ) электронным сродством, широкой (порядка неск. эВ) запрещённой зоной и являются изоляторами при комнатных темп-рах. Для реализации высоких эмиссионных свойств используется процесс термообработки, во время к-рого происходят очистка поверхности, образование донорных центров, формирование структуры эмиттера и оптим. состава его поверхности. Доноры, к-рые в такого рода соединениях имеют, как правило, вакансионную природу, возникают в результате конкуренции между процессами десорбции и адсорбции атомов (происходящими при повыш. темп-рах в условиях относительно невысокого вакуума) с последующей диффузией вакансий в объём эмиттера, а также и в др. процессах. Возникающая нестехиометрия состава катода, особенно состава его приповерхностной области, значительна, но всё же не настолько, чтобы образовывались сплошные тонкослойные покрытия поверхности атомами металлов. Важную роль в формировании и работе катода играют процессы поверхностной диффузии атомов (в т. ч. и диффузия по границам зёрен). Они имеют обычно активац. характер; при этом энергия активации поверхностной диффузии ($\leqslant 1$ эВ) заметно меньше, чем энергия активации объёмного процесса. Поэтому во мн. случаях поверхностная диффузия более эффективна. На контакте полупроводникового эмиссионного слоя с металлом подложки (керном) существует барьер контактной разности потенциалов — барьер Шоттки, к-рый «включён» в запирающем направлении и при отборе тока эмиссии препятствует транспорту электронов из металла в эмиссионный слой. Кроме того, из-за хим. реакций, протекающих в этой области при повыш. темп-рах (особенно при наличии в металле нежелат. примесей), возможно образование диэлектрич. прослойки между металлом и эмиссионным слоем, значительно ухудшающей свойства катода и приводящей к быстрой его деградации. Поэтому одна из задач, возникающая при создании эмиттера,— формирование хорошего контакта эмиссионного слоя с керном, сохраняющего свои свойства при работе катода. В отличие от технологий мн. др. приборов, в к-рых для создания омического контакта предпринимаются спец. меры, в оксидном катоде формирование контакта происходит в процессе термообработки заодно с др. процессами и не требует дополнит. операций. Иногда в материал контакта вводятся спец. активные присадки, способствующие образованию донорных центров в процессе термообработки. Эфф. термокатоды отличаются от др. эмиттеров прежде всего низкими значениями работы выхода. Достигнутые значения этой величины группируются ок. ~ 1 эВ, а дальнейшие усилия в направлении уменьшения работы выхода наталкиваются на серьёзные трудности. В связи с этим возникает вопрос о существовании факторов, препятствующих снижению работы выхода до величин, значительно меньших 1 эВ. К числу таких факторов могло бы относиться существование незаполненных поверхностных состояний (в частности, состояний ПСИ), накопление заряда на к-рых ограничивает возможность уменьшения Ф. Среди термокатодов др. типов можно назвать металлич. катоды (особенно вольфрамовые) и катоды из полуметаллов, напр. из гексабори-

да лантана, используемые для создания электронных пучков с повышенной плотностью тока.

Термоэлектронные катоды применяют во многих электровакуумных и газоразрядных приборах, в науч. и технол. установках.

Лит.: Фоменко В. С., Эмиссионные свойства материалов, 4 изд., К., 1981; Добрецов Л. Н., Гомоюнова М. В., Эмиссионная электроника, М., 1966; Термоэлектронные катоды, М.—Л., 1966. *С. Г. Дмитриев.*

ТЕРМОЭЛЕКТРО́ННЫЙ КАТО́Д (термокатод) — катод электровакуумных и газоразрядных приборов, эмитирующий электроны при нагревании (см. *Термоэлектронная эмиссия*). Осн. характеристики Т. к.: плотность эмиссионного тока насыщения $j_э$ и её зависимость от темп-ры; рабочая темп-ра $T_{раб}$, обычно рекомендуемая для Т. к. данного типа; работа выхода Ф; эффективность Т. к. η, равная отношению тока эмиссии к мощности, затрачиваемой на нагревание катода; срок службы. Чем меньше Ф, тем ниже $T_{раб}$, при к-рой достигается $j_э$, меньше скорость испарения активного вещества катода и, следовательно, больше его срок службы. Осн. типы Т. к.: металлические, полупроводниковые, металлопористые и боридные.

Металлические Т. к. изготовляются из чистого металла или сплавов металлов. Это прямонакальные Т. к., нагревающий их ток пропускается непосредственно через проволоку (спираль, ленту), эмитирующую электроны. Такие Т. к. находят ограниченное применение.

Полупроводниковые Т. к. К этому классу Т. к. относятся в осн. оксидные. Это эффективные Т. к. косвенного накала. Активным веществом в них являются оксиды металлов; в результате их прогревания (активирования), проводимого с целью повышения $j_э$, в объёме и на поверхности катода образуется избыток металла, обеспечивающий необходимую электропроводность Т. к. и снижение Ф. Существуют два типа оксидных катодов — низко- и высокотемпературные. В низкотемпературных оксидных Т. к., работающих при $T_{раб} \approx 900—1300$ К, используются смеси оксидов щёлочно-земельных металлов Ba, Sr и Ca. Из-за неустойчивости этих оксидов на воздухе их получают из исходных веществ — двойных или тройных карбонатов $(BaSr)CO_3$, $(BaSrCa)CO_3$. Последние наносятся на металлический керн, смонтированный вместе с подогревателем, и активируются прогреванием непосредственно в изготовляемом приборе при его откачке. При этом образуются оксиды металлов и одновременно нек-рое количество свободных атомов металлов. В высокотемпературных оксидных катодах активным веществом служат оксиды Y, Th и др. Рабочие темп-ры таких Т. к. в зависимости от материала подложки (Ta, W, Re) лежат в диапазоне $T_{раб} \approx 1400—2000$ К. Долговечность оксидных Т. к. ограничивается постоянным испарением оксидного покрытия, а также образованием промежуточного слоя между металлической подложкой, на к-рую наносится активный слой, и покрытием.

Металлопористые Т. к. Недостатки оксидных катодов были устранены благодаря созданию Т. к. с запасом активного эмиссионного вещества, названных металлопористыми (распределительными, или диспенсерными) катодами. Они представляют собой металлическую губку из тугоплавкого металла (W, Re, Mo), содержащую соединения активных материалов, преимущественно Ba. При нагревании выделяющийся из соединений Ba диффундирует к поверхности, покрывая её тонкой плёнкой металла, снижающей Ф. В процессе работы Т. к. разрушающаяся вследствие испарения и воздействия остаточных газов плёнка возобновляется поступающим из пор Ba. Существует неск. типов металлопористых Т. к. Камерный или *L*-катод представляет собой камеру, заполненную карбонатом Ba—Sr и закрытую вольфрамовой стенкой-губкой. При нагревании карбонат разлагается, выделяя Ba, к-рый пополняет его запас в губке и на её наружной поверхности, эмитирующей электроны. Осн. недостатком этой модификации катодов является длительное время обезгаживания и разложения карбонатов. Этот недостаток был устранён благодаря использованию др. эмиссионно-активных материалов — алюминатов и вольфраматов Ba, а также созданию др. модификаций металлопористых Т. к. — прессованных и пропитанных (импрегнированных). Прессованные металлопористые Т. к. изготавливаются в виде таблеток или керамических трубок путём прессования смеси из порошков активных веществ (оксидов, алюминатов, вольфраматов Ba) и порошков тугоплавких металлов (W) или сплавов W с др. металлами, напр. с Re. Пропитанные Т. к. получают пропитыванием вольфрамовой губки путём погружения её в расплав активного эмиссионного материала. Варьировались составы активных эмиссионных материалов (вольфраматы Ba и Ba—Ca, скандаты) и материалы губки (W, Ni, смеси W с Ir, Os). Лучшими модификациями металлопористых Т. к., широко применяемыми на практике, являются катоды с алюминатом Ba—Ca: $j_э \approx 4—10$ А/см^2 при $T_{раб} \approx \approx 1370$ К, срок службы — десятки тыс. часов. Металлопористые Т. к. используются в электронно-лучевых трубках, приборах СВЧ-диапазона. Изучаются металлопористые Т. к. с тонкими плёнками тугоплавких металлов на поверхности (Os, Ir, Ru, Pt). Лучшими свойствами обладают катоды с плёнкой Os.

Боридные Т. к. изготовляются из металлоподобных соединений типа MB_n (M — металл); наиб. распространение получили Т. к. из гексаборида лантана (LaB_6). Высокая механическая прочность и устойчивость к электронной и ионной бомбардировкам позволяют использовать такие Т. к. в режиме термополевой эмиссии при высокой напряжённости электрического поля ($\sim 10^6$ В/см), когда значительная часть эмиссионного тока обусловлена *автоэлектронной эмиссией*. Такие Т. к. применяются в ускорителях, а также в вакуумных устройствах, в к-рых Т. к. должны работать в условиях «плохого» вакуума, не отравляясь и обеспечивая электронные токи большой плотности. Перспективным направлением в улучшении свойств Т. к. из LaB_6 является использование монокристаллов LaB_6; так, с граней (100), (210) монокристалла снимаются бо́льшие токи, чем с поликристаллического LaB_6.

Новым направлением в катодной электронике является разработка металлосплавных Т. к. Перспективными материалами для катодов этой серии являются сплавы благородных металлов (Pd, Pt, Ir) с редкоземельными (Ir с Ce и La).

В табл. приведены осн. параметры применяемых на практике Т. к. (по данным разных авторов).

Лит.: Кудинцева Г. А. и др., Термоэлектронные катоды, М.—Л., 1966; Никонов Б. П., Оксидный катод, М., 1979; Cronin J. L., Modern dispenser cathodes, «Proc. IEE—I», 1981, v. 128, pt 1, № 1, p. 19. *Б. С. Кульварская.*

Тип катода	$T_{раб}$	$j_э$, А/см^2	Срок службы, час	Тип катода	$T_{раб}$	$j_э$, А/см^2	Срок службы, час
Металлический: вольфрамовая проволока диаметром 1 мм	2300	0,04	$2 \cdot 10^5$	Оксидный: Ba—Sr—Ca	1000	0,05—0,15	$2 \cdot 10^4$
				—»—	1100	0,4—0,7	3000
—»—	2500	0,3	8300	Y_2O_3	1500—1800	до 2	>1000
—»—	2700	1,6	500				
—»—	2900	7,3	46	Боридный: LaB_6	1600	0,4	10^5
Металлопористый:				—»—	1800	3,0	5000
W—Ba	1000	1	10^4	—»—	1900	8,5	800
—»—	1100	3	4000	—»—	2000	25	100
—»—	1180	4—6	500—2000				
с алюминатом Ba—Ca	1370	4—10	Десятки тыс.				

ТЕРМОЭМИССИО́ННЫЙ ПРЕОБРАЗОВА́ТЕЛЬ (ТЭП) — устройство для прямого преобразования тепловой энергии плазмы в электрическую. ТЭП обычно представляет собой диод, тепловая энергия подводится к катоду, а электрическая выделяется на нагрузочном сопротивлении R_0. Принцип действия ТЭП поясняется рис. 1, где

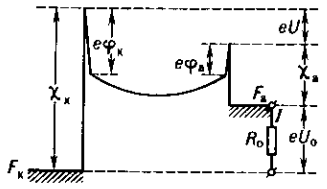


Рис. 1. Потенциальная диаграмма электронов в ТЭП в режиме низковольтной дуги: $F_к$ и $F_а$ — уровни Ферми катода и анода; $e\varphi_к$ и $e\varphi_а$ — падения напряжения в приэлектродных ленгмюровских слоях.

приведена потенц. диаграмма для электронов. Тепловая энергия $Q_к$, подводимая к катоду, отчасти расходуется в зазоре ТЭП, отчасти выделяется в виде тепла $Q_а$ на аноде и в виде полезной электрич. мощности в нагрузочном сопротивлении: $P_0 = U_0 I = [(\chi_к - \chi_а)/e - U]\, I$. Здесь $\chi_к$ и $\chi_а$ — работы выхода катода и анода ($\chi_к > \chi_а$), U — падение напряжения в зазоре, I — ток в цепи. Кпд ТЭП $\eta = P_0/Q_к$. Для компенсации *пространственного заряда* электронов в зазор ТЭП вводится легко ионизующийся газ, как правило, пары Cs. Контактная разность потенциалов $\Delta\chi/e = (\chi_к - \chi_а)/e$ создаётся за счёт разной степени покрытия цезием горячего катода и холодного анода. По способу ионизации Cs различают ТЭП с поверхностной и с объёмной ионизацией. В первом случае ионы Cs^+ создаются, как правило, за счёт *поверхностной ионизации* на горячем катоде. Во втором случае ионы Cs^+ образуются в объёме, где поджигается низковольтная дуга (НД). Режимы с поверхностной ионизацией, в свою очередь, подразделяются на кнудсеновские, когда длина свободного пробега электрона $l_e \gg L$ — длины зазора, и диффузионные, когда $l_e \ll L$.

При рассмотрении режимов с поверхностной ионизацией существенно, каково распределение потенциала на контакте катод — плазма в условиях термодинамич. равновесия плазмы с поверхностью катода (рис. 2). Здесь $\mu_к = kT_к \ln[Z_e/n(T_к)]$ — абс. величина хим. потенциала плазмы при темп-ре $T_к$ катода; $\Phi_к$ — равновесный потенц.

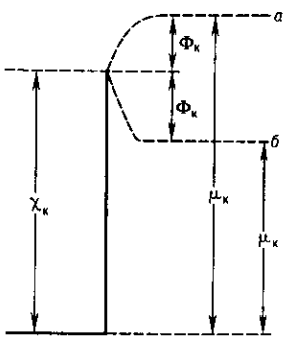


Рис. 2. Распределение потенциала в прикатодном слое при термодинамическом равновесии плазмы с катодом (диффузионный режим): *а* — для $\chi_к < \mu_к$; *б* — для $\chi_к > \mu_к$.

барьер в ленгмюровском слое; $n(T_к) = (g_i Z_e N_а/g_а)^{1/2} \times \exp(-\mathscr{E}_i/2kT)$ — равновесная концентрация плазмы при темп-ре $T_к$; $Z_e = 2(2\pi m_e kT/h^2)^{3/2}$; $g_i = 1$ и $g_а = 2$ — статистич. суммы свободных электронов, ионов и атомов; $N_а$ — концентрация атомов Cs в плазме. Оптим. режим ТЭП реализуется при $\chi_к \simeq \mu_к$. В режимах с поверхностной ионизацией ток прибора зависит от величины равновесной концентрации $n(T_к)$ электронов в прикатодной плазме. При сравнительно малом давлении Cs ($p_{Cs} \sim 10^{-2}$ Тор) в кнудсеновском режиме, когда рассеяние электронов в зазоре отсутствует, макс. плотность тока порядка хаотической: $j_r \approx en(T_к)\bar{v}_e$. Однако, т. к. с уменьшением давления $\mu_к$ увеличивается, для реализации больших значений $n(T_к)$ и соответственно большой мощности $P_0 \sim (1-10)$ Вт/см^2 нужны высокие темп-ры катода $T_к > 2000$ К, что уменьшает ресурс работы катода. Увеличение давления до величины $p_{Cs} \sim 1$ Тор позволяет понизить $T_к$ и увеличить срок его работы. При этом реализуется диффузионный режим, когда плазма в приэлектродном слое находится примерно в термодинамич. равновесии с катодом, а ток в зазоре переносится за счёт диффузии электронов от горячего прикатодного конца плазмы к прианодному. В диффузионном режиме, однако, ток и полезная мощность P_0 существенно уменьшаются за счёт рассеяния электронов в плазме. Поэтому при $p_{Cs} \geqslant 1$ Тор предпочтительно работать в режиме с объёмной ионизацией Cs, когда за счёт нек-рого увеличения напряжения U реализуется режим НД.

В режиме НД за счёт образования достаточно большого прикатодного падения напряжения $\varphi_к$ (рис. 3), препятствующего возврату плазменных электронов на катод, снимаемый ток близок к эфф. току эмиссии: $I_{s\,эфф} = I_s \exp(-e\varphi_m/kT_к)$, где φ_m — потенциал *виртуального катода*, к-рый возникает в условиях, когда $\chi_к < \mu_к$. Для этих условий типичная *вольт-амперная характеристика* (ВАХ) ТЭП приведена на рис. 4; здесь AB — диффузионная ветвь; BC — неустойчивый участок ВАХ, соответствующий поджигу НД; CD — участок шнурования тока; DE — участок виртуального катода (режим с объёмной ионизацией,

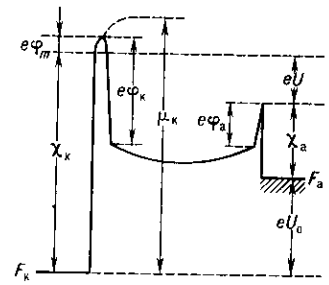


Рис. 3. Распределение потенциала в низковольтной дуге в режиме с виртуальным катодом.

рис. 3). Участок EF соответствует монотонному распределению потенциала в прикатодном ленгмюровском слое (рис. 1). Точка E, соответствующая исчезновению виртуального катода, является рабочей точкой ТЭП. Ионизация Cs в режиме НД обеспечивается обычно разогретыми электронами плазмы ($T_e \simeq 0{,}2-0{,}3$ эВ), имеющими максвелловское распределение. В режиме НД осн. потери энергии в зазоре связаны с разогревом электронов плазмы.

Классифицировать ТЭП можно по величине барьерного индекса $U_B \simeq U + \chi_а/e$. К т. н. 1-му поколению ТЭП отнесены созданные в 1970-х гг. преобразователи с $U_B \gtrsim 2$ В. К ТЭП 2-го и 3-го поколений, возможность создания к-рых исследуется в 1990-х гг., относят преобразователи с $U_B \simeq 1{,}5$ В и $U_B \simeq 1$ В. При $U \simeq 1{,}5$ В ТЭП становится экономи-

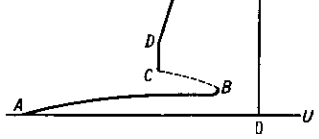


Рис. 4. Вольт-амперная характеристика ТЭП в диффузионном (AB) и дуговом ($CDEF$) режимах.

чески выгодным в качестве высокотемпературной надставки в промышл. энергетич. установках. Исследуются пути уменьшения U_B за счёт уменьшения U и $\chi_а$. Основные предлагаемые способы уменьшения U связаны с переходом к механизмам ионизации, не использующим разогрев тепловых электронов. Это — ТЭП со вспомогат. разрядом, в частности трёхэлектродный ТЭП с инертным газом-наполнителем; ТЭП с импульсной внеш. ионизацией и с разделением во времени процесса генерации ионов и рабочей стадии ТЭП, в частности азотно-цезиевые ТЭП с накоплением энергии импульса в колебаниях молекул азота; триод с эмиттером ионов; ТЭП с ионизацией УФ-излучением или продуктами распада радиоизотопов и др. Рассматривается увеличение эфф. эмиссии катода за счёт развития его поверхности. Исследуются способы уменьшения $\chi_а$ путём применения электродов со сложными поверхностными покрытиями. Большое внимание уделяется цезиевым триодам с сеточным управлением тока, используемым для непосредств. преобразования пост. напряжения, генерируемого ТЭП, в перем. напряжение.

Лит.: Добрецов Л. Н., Термоэлектронные преобразователи тепловой энергии в электрическую, «ЖТФ», 1960, т. 30, с. 365;

Моргулис Н. Д., Преобразование тепловой энергии в электрическую с помощью термоэлектронной эмиссии, «УФН», 1960, т. 70, с. 679; Термоэмиссионные преобразователи и низкотемпературная плазма, М., 1973; Стаханов И. П., Черковец В. Е., Физика термоэмиссионного преобразователя, М., 1985; Математическое моделирование процессов в низковольтном плазменно-пучковом разряде, М., 1990. *Ф. Г. Бакшт.*

ТЕРМОЯ́ДЕРНЫЕ РЕА́КЦИИ — *ядерные реакции* между лёгкими атомными ядрами, протекающие при очень высоких темп-рах ($\gtrsim 10^7$—10^8 К). Т. р.— основной (хотя и не единственный) тип процессов, в которых ядрам, испытывающим взаимное кулоновское отталкивание, удаётся, преодолев соответствующий электростатический барьер (рис. 1), сблизиться на расстояние порядка радиуса действия ядерных сил притяжения и, провалившись в образуемую ими глубокую потенц. яму, совершить ту или иную экзоэнергетич. (т. е. сопровождающуюся выделением энергии) ядерную перестройку. Под «выделением энергии» подразумевается выделение в продуктах реакции избыточной кинетич. энергии, равной увеличению суммарной *энергии связи*. Т. о., относительно рыхлые ядра перестраиваются в более прочно связанные, а поскольку ядра с наибольшей энергией связи на один нуклон находятся в ср. части периодич. системы Менделеева, то наиб. типичным механизмом экзоэнергетич. реакции является слияние (синтез) легчайших ядер в более тяжёлые. Вместе с тем существуют и экзоэнергетич. реакции деления лёгких ядер, напр. благодаря особой прочности ядра ^{4}He возможна реакция $^{11}B + p \to 3^4He + 8{,}7$ МэВ.

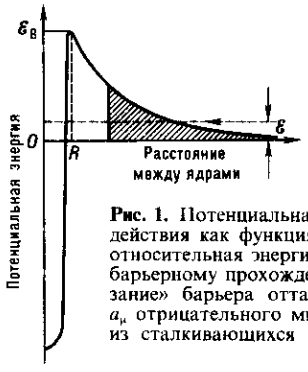


Рис. 1. Потенциальная энергия межъядерного взаимодействия как функция расстояния между ядрами; ε — относительная энергия ядер, отвечающая глубоко подбарьерному прохождению. Штриховкой показано «срезание» барьера отталкивания на боровском радиусе a_μ отрицательного мюона в кулоновском поле одного из сталкивающихся ядер, лежащее в основе явления μ-катализа.

Ниже, для краткости, все охарактеризованные выше процессы именуются реакциями ядерного синтеза (ЯС).

По механизму преодоления кулоновского барьера реакции ЯС можно разделить на два осн. класса: *А* — реакции при неискажённом барьере, требующие для своего протекания достаточно большой относит. энергии сталкивающихся ядер, к-рая сообщается им в результате ускорения или сильного разогрева; *Б* — реакции т. н. холодного синтеза, к-рые становятся возможными в результате сильного искажения самого барьера — прежде всего его сужения благодаря «срезанию» внешней, наиб. широкой части.

Реакции класса *А* могут реализоваться либо в нек-ром ускорителе (реакция ЯС на мишени; возможен также случай «микроускорителя», см. ниже), либо в высокотемпературной плазме звёздных недр, ядерного взрыва, мощного газового разряда или в плазме вещества, разогретого гигантским импульсом лазерного излучения, бомбардировкой интенсивным пучком частиц и т. п.; именно в последнем круге явлений реакции ЯС сводятся к собственно Т. р.

Реакции класса *Б* являются следствием таких физически разнородных явлений, как: 1) смятие кулоновского барьера колоссальным давлением в недрах плотных звёзд ($\rho \gg 10^4$ г/см^3) — случай т. н. *пикноядерных реакций* [3]; 2) прямое кулоновское экранирование поля дейтрона или протона захваченным на боровскую орбиту отрицат. мюоном (рис. 1) — случай т. н. *мюонного катализа*.

Существуют и такие реакции ЯС, сама принадлежность к-рых к классу *А* или *Б* пока совершенно неясна. Это относится, в частности, к сенсационным экспериментам Флейшмана — Понса (США, 1989, т. н. холодный синтез), в к-рых реакции ЯС наблюдались при электролитич. насыщении дейтерием кристаллич. решётки палладия (а затем титана и др.). Физически более интересным и практически крайне заманчивым механизмом ЯС здесь явилась бы взаимная кулоновская экранировка дейтронов в результате каких-то весьма нетривиальных квантово-механич. эффектов (класс *Б*), однако более вероятным механизмом представляется всё же ускорение дейтронов в электрич. полях, возникающих в микротрещинах решётки при электролизе или при внедрении в неё дейтронов из газовой среды под давлением (класс *А*) [11].

Непреходящий интерес к реакциям ЯС, и прежде всего к Т. р., связан с тем, что они являются: 1) гл. источником энергии Солнца и звёзд, а также механизмом дозвёздных и звёздных процессов синтеза атомных ядер хим. элементов; 2) одной из физ. основ *ядерного взрыва* и (термо)ядерного оружия; 3) основой *управляемого термоядерного синтеза* (УТС) — экономически и экологически перспективного направления энергетики будущего.

Скорости Т. р. Для ряда экзоэнергетич. ядерных реакций, представляющих интерес в проблеме УТС, в табл.

Таб л. — **Экзоэнергетические реакции между лёгкими ядрами**

№	Реакция	Энерговыделение, МэВ	$\sigma_{макс}$, барн (в области энергий $\lesssim 1$ МэВ)	Энергия налетающей частицы, соответствующая $\sigma_{макс}$, МэВ
1	$p+p \to d+e^+ + \nu$	2,2	10^{-23}	—
2	$p+d \to {}^3He+\gamma$	5,5	10^{-6}	—
3	$p+t \to {}^4He+\gamma$	19,7	10^{-6}	—
4	$d+d \to t+p$	4,0	0,16 (при 2 МэВ)	2,0
5	$d+d \to {}^3He+n$	3,3	0,09	1,0
6	$d+d \to {}^3He+\gamma$	24,0	—	—
7	$d+t \to {}^4He+n$	17,6	5,0	0,13
8	$t+d \to {}^4He+n$	17,6	5,0	0,195
9	$t+t \to {}^4He+2n$	11,3	0,10	1,0
10	$d+{}^3He \to {}^4He+p$	18,4	0,71	0,47
11	${}^3He+{}^3He \to {}^4He+2p$	12,8	—	—
12	$n+{}^6Li \to {}^4He+t$	4,8	2,6	0,26
13	$p+{}^6Li \to {}^4He+{}^3He$	4,0	10^{-4}	0,3
14	$p+{}^7Li \to 2{}^4He+\gamma$	17,3	$6\cdot10^{-3}$	0,44
15	$d+{}^6Li \to {}^7Li+p$	5,0	0,01	1,0
16	$d+{}^6Li \to 2{}^4He$	22,4	0,026	0,60
17	$d+{}^7Li \to 2{}^4He+n$	15,0	10^{-3}	0,2
18	$p+{}^9Be \to 2{}^4He+d$	0,56	0,46	0,33
19	$p+{}^9Be \to {}^6Li+{}^4He$	2,1	0,35	0,33
20	$p+{}^{11}B \to 3{}^4He$	8,7	0,6	0,675
21	$p+{}^{15}N \to {}^{12}C+{}^4He$	5,0	0,69 (при 1,2 МэВ)	1,2

p — протон, d — дейтрон (ядро дейтерия ^{2}H), t — тритон (ядро трития ^{3}H), n — нейтрон, e^+ — позитрон, ν — нейтрино, γ — фотон. Распределение энерговыделения между продуктами реакции обычно обратно пропорционально их массам.

приведены значения энерговыделения и макс. эфф. сечения $\sigma_{макс}$. На рис. 2 приведены зависимости σ от энергии налетающей частицы (в ф-лах реакций — первая слева).

При интерпретации этих данных, и в частности большого разброса значений $\sigma_{макс}$, следует иметь в виду, что сечение любой из реакций есть, грубо говоря, произведение

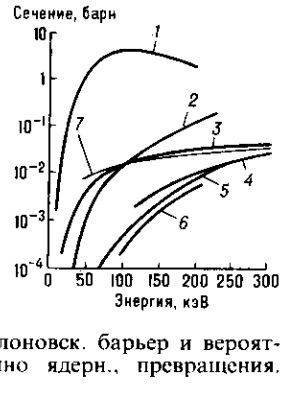


Рис. 2. Сечения реакций ядерного синтеза в зависимости от энергии налетающей частицы (в табл. — слева). Кривая *1* — реакция 7; *2* — реакция 10; *3* — реакция 4 и 5; *4* — реакция $d+{}^6Li \to {}^7Be+n+3{,}4$ МэВ; *5* — реакция 15; *6* — реакция 16; *7* — реакция 9.

сечения прохождения сквозь кулоновск. барьер и вероятности последующего, собственно ядерн., превращения.

Первый, «кулоновский», сомножитель по своей физ. природе универсален для всех Т. р. Поскольку высота барьера $\mathscr{E}_б \approx Z_1 Z_2 e^2 / R$ ($Z_1 e$, $Z_2 e$ — заряды ядер, R — сумма их «радиусов») даже для комбинации ядер с наименьшими $Z_1 = Z_2 = 1$, напр. d+d, составляет ~200 кэВ [тогда как для плазмы звёздных недр или совр. направлений УТС наиб. типичны темп-ры ~(10^7—10^8) К, т. е. ср. энергии частиц ~(1—10) кэВ], преодоление барьера носит, как правило, характер туннельного, притом глубоко подбарьерного прохождения (см. *Туннельный эффект*). Вероятность туннельного прохождения может быть описана предельной (для $\mathscr{E} \ll \mathscr{E}_б$, где $\mathscr{E}$ — относит. энергия сталкивающихся ядер) формой известной гамовской экспоненты, а именно: $\exp(-2\pi Z_1 Z_2 e^2 / h v) \ll 1$, где $v = \sqrt{2\mathscr{E}/\mu}$ — относит. скорость ядер, $\mu = m_1 m_2/(m_1 + m_2)$ — их приведённая масса. (Эта простая зависимость становится неадекватной в тех, ныне нередких для УТС случаях, когда Т. р. происходят не только «тепловым», подбарьерным образом, но и в результате столкновений ядер плазмы как мишеней с ядрами инжектируемого пучка, энергия к-рых $\mathscr{E} \sim \mathscr{E}_б$.)

Второй, «ядерный», сомножитель, определяющий осн. масштаб сечения Т. р., напротив, специфичен для каждой конкретной Т. р. В частности, для реакций с образованием наиб. сильно связанного ядра ^{4}He он велик и обычно резонансно зависит от энергии (это относится, напр., к важнейшим для УТС реакциям 7 и 10 и к одной из гипотетически перспективных «чистых», т. е. безнейтронных, реакций — реакции 20). Для реакций, обусловленных *слабым взаимодействием*, он чрезвычайно мал; так, фундаментальная для энерговыделения Солнца реакция 1 непосредственно (в лаборатории) вообще не наблюдалась.

Зависимость интенсивности Т. р. от плотности плазмы определяется тем, что они происходят в результате парных столкновений между ядрами. Число реакций в единице объёма в единицу времени равно $n_1 n_2 \langle v\sigma(v)\rangle$, где n_1, n_2 — концентрации ядер сортов 1 и 2 (если ядра одного сорта, то произведение $n_1 n_2$ следует заменить на $(1/2)n^2$); угл. скобками обозначено усреднение по распределению относит. скоростей v, в дальнейшем принимаемому максвелловским (см. *Максвелла распределение*).

Зависимость интенсивности Т. р. от темп-ры определяется «скоростным» множителем $\langle v\sigma(v)\rangle$. В области «не очень высоких» темп-р $T \leqslant (10^7 - 10^8)$ К и в отсутствие резонанса в сечении реакции имеем $\sigma(v) \backsim v^{-2} \exp(-2\pi Z_1 Z_2 e^2/hv)$ и тогда $\langle v\sigma(v)\rangle$ может быть приближённо выражено в форме, универсальной для всех нерезонансных Т. р. Для этого достаточно использовать относительную узость максимума при $v = v_{макс}$, образуемого в $\langle v\sigma(v)\rangle$ произведением двух экспонент — гамовской и максвелловской, $\exp(-\mu v^2/2kT)$. В результате имеем

$$\langle v\sigma(v)\rangle \approx \text{const} \cdot T^{-2/3} \exp\left\{-\frac{3}{2}(4\pi^2 Z_1^2 Z_2^2 e^4 \mu / h^2 kT)^{1/3}\right\},$$

где const — постоянная, характерная для данной Т. р. Эта ф-ла справедлива лишь при больших ($\gg 1$) значениях показателя экспоненты.

Полученная температурная зависимость скорости Т. р., $\langle v\sigma(v)\rangle \backsim \exp(-\text{const}/T^{1/3})$, сама по себе достаточно сильная, всё же не столь резка, как, напр., типичная температурная зависимость $\exp(-\text{const}/T)$ скорости хим. реакций, благодаря чему, собственно, только и могут Т. р. эффективно протекать уже при темп-рах kT, в десятки раз ниже высоты кулоновского барьера $\mathscr{E}_б$. Причина такого рода «облегчённой» (в относит. масштабе $\mathscr{E}/kT$) проницаемости кулоновского барьера по сравнению с «химическим» барьером активации состоит в том, что первый имеет сильно скошенную (рис. 1), а второй — почти вертикальную форму.

Существование неширокой области относит. энергий ядер ок. $\mathscr{E}_{макс} = (1/2)\mu v_{макс}^2$, вносящей осн. вклад в полную скорость $\langle v\sigma\rangle$ Т. р., имеет простой физ. смысл: для более частых столкновений ядер с энергией $\mathscr{E} \ll \mathscr{E}_{макс}$ слишком мала проницаемость барьера, и, наоборот, наиб. эффективные по проницаемости столкновения ядер с $\mathscr{E} \gg \mathscr{E}_{макс}$ слишком редки. «Оптимальная» энергия $\mathscr{E}_{макс}$ приходится на «хвостовую» область максвелловского распределения; напр., для Т. р. 4 и 5 (табл.) $\mathscr{E}_{макс}/kT = 6{,}25 T_{кэВ}^{-1/3} \gg 1$.

Расчёт скорости Т. р. для немаксвелловского распределения ядер (конкретно, усечённого со стороны больших $\mathscr{E}$) показывает, что, начиная со ср. энергий порядка неск. кэВ, когда оптим. «номер хвоста» $\mathscr{E}_{макс}/kT$ «эквивалентного» (в смысле одинаковости ср. энергий) максвелловского распределения уже перестаёт быть большим, наличие или отсутствие полного максвелловского распределения ядер практически некритично для значения $\langle v\sigma\rangle$.

Скорости $\langle v\sigma\rangle$ нек-рых важнейших для УТС Т. р., рассчитанные численно (с учётом также и резонансов) для максвелловского распределения, приведены на рис. 3; скорость реакции 5 составляет (51—55)% от скорости $DD_{полн}$.

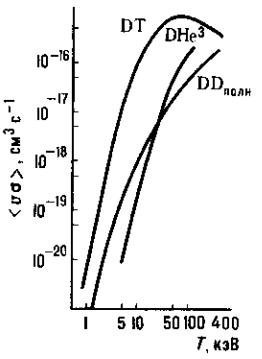


Рис. 3. Скорости некоторых важнейших для УТС термоядерных реакций.

Т. р. во Вселенной играют двоякую роль — как осн. источник энергии звёзд и как один из основных механизмов *нуклеосинтеза*. Для нормальных гомогенных звёзд, в т. ч. Солнца, гл. процессом экзоэнергетического ЯС является сгорание H в He, точнее, превращение 4 протонов в ядро ^{4}He, 2 позитрона и 2 нейтрино. Этот результат можно получить двумя путями [Х. Бете (H. Bethe) и др., 1938—39]: 1) в протон-протонной (pp) цепочке, или *водородном цикле*; 2) в *углеродно-азотном цикле* (CN).

Для звёзд-гигантов с плотными, выгоревшими (по содержанию H) ядрами (см. *Эволюция звёзд*) существенны гелиевый и неоновый циклы Т. р.; они протекают при значительно более высоких темп-рах и плотностях, чем pp- и CN-циклы. Осн. реакцией гелиевого цикла, идущей начиная с $T \approx 200$ млн. К, является т. н. процесс Солпитера (3α-реакция): $3^4\text{He} \to {}^{12}\text{C} + \gamma_1 + \gamma_2 + 7{,}3$ МэВ (процесс двухступенчатый, идущий через промежуточное ядро ^{8}Be). Далее могут следовать реакции ${}^{12}\text{C} + {}^4\text{He} \to {}^{16}\text{O} + \gamma$, ${}^{16}\text{O} + {}^4\text{He} \to {}^{20}\text{Ne} + \gamma$; в этом состоит один из механизмов нуклеосинтеза. Интересно, что сама возможность процесса Солпитера, а тем самым и нуклеосинтеза большинства элементов (предпосылка возникновения всех форм жизни!), связана с таким случайным (?) обстоятельством, как большая «острота» резонанса в зависимости $\sigma(v)$ для ядерной реакции $3^4\text{He} \to {}^{12}\text{C}$, обеспечиваемая, в свою очередь, наличием подходящего дискретного уровня у ядра ^{8}Be.

Если продукты реакции гелиевого цикла вступят в контакт с H, то осуществляется неоновый (Ne—Na) цикл, в к-ром ядро ^{20}Ne играет роль катализатора для процесса сгорания H в He. Последовательность реакций здесь вполне аналогична CN-циклу, только ядра ^{12}C, ^{13}N, ^{13}C, ^{14}N, ^{15}O, ^{15}N заменяются соответствующими ядрами ^{20}Ne, ^{21}Na, ^{21}Ne, ^{22}Na, ^{23}Mg, ^{23}Na. Мощность этого цикла как источника энергии невелика. Однако он, по-видимому, имеет большое значение для нуклеосинтеза, т. к. одно из промежуточных ядер цикла (^{21}Ne) может служить источником нейтронов: ${}^{21}\text{Ne} + {}^4\text{He} \to {}^{24}\text{Mg} + \text{n}$ (аналогичную роль может играть и ядро ^{13}C, участвующее в CN-цикле). Последующий «цепной» захват нейтронов, чередующийся с процессами β-распада, является механизмом синтеза всё более тяжёлых ядер.

Ср. интенсивность энерговыделения ε в типичных звёздных Т. р. по земным масштабам ничтожна; так, для Солнца (в ср. на 1 г солнечной массы) ε = 2 эрг/с·г. Это гораздо меньше, напр., скорости энерговыделения в живом организме в процессе обмена веществ, а обычная электрич. лампочка по мощности эквивалентна многим тоннам солнечного вещества. Однако вследствие огромной массы Солнца

($2 \cdot 10^{33}$ г) полная излучаемая им мощность ($4 \cdot 10^{26}$ Вт) столь велика (она соответствует ежесекундному уменьшению массы Солнца ~ на 4 млн. т), что даже ничтожной её доли достаточно, чтобы оказывать решающее влияние на энергетич. баланс земной поверхности, жизни и т. д.

Благодаря колоссальным размерам и массам Солнца и звёзд, в них идеально решается проблема удержания (в данном случае гравитационного) и термоизоляции плазмы: Т. р. протекают в горячем ядре звезды, а теплоотдача происходит с удалённой от ядра и гораздо более холодной поверхности. Только поэтому звёзды могут эффективно генерировать энергию в таких медленных процессах, как pp- и CN-циклы. В земных условиях эти процессы практически неосуществимы.

Т. р. в земных условиях. На Земле имеет смысл использовать лишь наиб. эффективные Т. р., прежде всего связанные с участием дейтерия, трития и гелия-3. Подобные Т. р. в крупных масштабах осуществлены пока только в испытат. взрывах термоядерных, или водородных, бомб [4]. Схема реакций в термоядерной бомбе включает Т. р. 12, 7, 4 и 5 (табл.), но, в принципе, возможны и другие Т. р., напр. реакции 16, 14, 3.

Использованием Т. р. в мирных целях может явиться УТС, с к-рым связывают надежды на решение энергетич. проблем человечества, поскольку дейтерий, содержащийся в воде океанов, представляет собой практически неисчерпаемый источник дешёвого горючего для управляемых Т. р. Для УТС наиб. важны Т. р. 7, 5 и 4 (а также реакция 12 для регенерации дорогостоящего трития). По экологическим соображениям всё большее внимание привлекают к себе и «чистые» (т. н. малорадиоактивные) Т. р., не дающие нейтронов, напр. реакции 20 и особенно 10 (табл.).

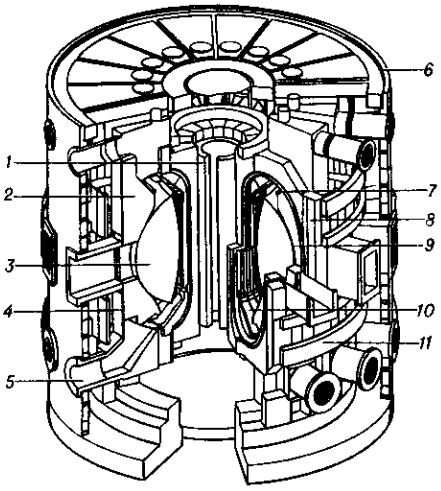
Лит.: 1) Проблемы современной физики, в. 1, М., 1954; 2) Гольданский В. И., Лейкин Е. М., Превращения атомных ядер, М., 1958; 3) Harrison E. R., Thermonuclear and pycnonuclear reactions, «Proc. Phys. Soc.», 1964, v. 84, pt. 2, p. 213; 4) Ритус В. И., «Если не я, то кто?», «Природа», 1990, № 8, с. 10; Романов Ю. А., Отец советской водородной бомбы, там же, с. 20; 5) Роуз Д. Дж., Кларк М., Физика плазмы и управляемые термоядерные реакции, пер. с англ., М., 1963; 6) Козлов Б. Н., Скорости термоядерных реакций, «Атомная энергия», 1962, т. 12, в. 3, с. 238; 7) Fowler W. A., Caughlan G. R., Zimmerman B. A., Thermonuclear reaction d rates 2, «Ann. Rev. Astron. and Astrophys.», 1975, v. 13, p. 69; 8) Коган В., Лисица В. С., Радиационные процессы в плазме, в сб.: Итоги науки и техники, сер. Физика плазмы, под ред. В. Д. Шафранова, т. 4, М., 1983; 9) Франк-Каменецкий Д. А., Физические процессы внутри звезд, М., 1959; 10) Ядерная астрофизика, под ред. Ч. Барнса, Д. Клейтона, Д. Шрамма, пер. с англ., М., 1986; 11) Царев В. А., Низкотемпературный ядерный синтез, «УФН», 1990, т. 160, в. 11, с. 1.

В. И. Коган.

ТЕРМОЯ́ДЕРНЫЙ РЕА́КТОР — разрабатываемое в 1990-х гг. устройство для получения энергии за счёт реакций синтеза лёгких атомных ядер, происходящих в плазме при очень высоких темп-рах ($\gtrsim 10^8$ К). Осн. требование, к-рому должен удовлетворять Т. р., заключается в том, чтобы энерговыделение в результате *термоядерных реакций* (ТР) с избытком компенсировало затраты энергии от внеш. источников на поддержание реакции.

Различают два типа Т. р. К первому относятся реакторы, к-рым энергия от внеш. источников необходима только для зажигания ТР. Далее реакции поддерживаются за счёт энергии, выделяющейся в плазме при ТР, напр. в дейтерий-тритиевой смеси на поддержание высокой темп-ры расходуется энергия α-частиц, образующихся в ходе реакций. В смеси дейтерия с ^{3}He энергия всех продуктов реакций, т. е. α-частиц и протонов, расходуется на поддержание необходимой темп-ры плазмы. В стационарном режиме работы Т. р. энергия, к-рую несут заряж. продукты реакций, компенсирует энергетич. потери из плазмы, обусловленные в осн. теплопроводностью плазмы и излучением. Такие реакторы наз. реакторами с зажиганием самоподдерживающейся термоядерной реакции (см. *Зажигания критерий*). Пример такого Т. р.: *токамак, стелларатор.*

К др. типу Т. р. относятся реакторы, в к-рых для поддержания горения реакций недостаточно энергии, выделяющейся в плазме в виде заряж. продуктов реакций, а необходима энергия от внеш. источников. Такие реакторы принято называть реакторами с поддержанием горения термоядерных реакций. Это происходит в тех Т. р., где велики энергетич. потери, напр. открытая магн. ловушка, токамак, работающий в режиме по плотности и темп-ре плазмы ниже кривой зажигания ТР. Эти два типа реакторов включают все возможные виды Т. р., к-рые могут быть построены на основе систем с магн. удержанием плазмы (токамак, стелларатор, открытая магн. ловушка и др.) или систем с *инерциальным удержанием* плазмы.



Международный термоядерный экспериментальный реактор ИТЭР: *1* — центральный соленоид; *2* — бланкет — защита; *3* — плазма; *4* — вакуумная стенка; *5* — трубопровод откачки; *6* — криостат; *7* — катушки активного управления; *8* — катушки тороидального магнитного поля; *9* — первая стенка; *10* — диверторные пластины; *11* — катушки полоидального магнитного поля.

Реактор с инерциальным удержанием плазмы характеризуется тем, что в него за короткое время (10^{-8}—10^{-7} с) с помощью либо излучения лазера, либо пучков релятивистских электронов или ионов вводится энергия, достаточная для возникновения и поддержания ТР. Такой реактор будет работать только в режиме коротких импульсов, в отличие от реактора с магн. удержанием плазмы, к-рый может работать в квазистационарном или даже стационарном режимах.

Т. р. характеризуется коэф. усиления мощности (добротностью) Q, равным отношению тепловой мощности реактора к мощности затрат на её производство. Тепловая мощность реактора складывается из мощности, выделяющейся при ТР в плазме, мощности, к-рая вводится в плазму для поддержания темп-ры горения ТР или поддержания стационарного тока в плазме в случае токамака, и мощности, выделяющейся в т. н. бланкете и в радиац. защите Т. р. — спец. оболочке, окружающей плазму, в к-рой утилизуется энергия термоядерных нейтронов и к-рая служит защитой сверхпроводящих магн. катушек от нейтронного и радиоакт. излучений.

Разработка Т. р. с магн. удержанием более продвинута, чем систем с инерциальным удержанием. Схема Международного термоядерного эксперим. реактора — токамака ИТЭР, проект к-рого разрабатывается с 1988 четырьмя сторонами — СССР (с 1992 Россия), США, странами Евратома и Японией, — представлена на рисунке. Т. р. имеет след. параметры: большой радиус плазмы 8,1 м; малый радиус плазмы в ср. плоскости 3 м; вытянутость сечения плазмы 1,6; тороидальное магн. поле на оси 5,7 Тл; номинальный ток плазмы 21 МА; номинальная термоядерная мощность с DT топливом 1500 МВт. Реактор содержит след. осн. узлы: центр. соленоид *1*, электрич. поле к-рого осуществляет пробой газа, регулирует нарастание тока и поддерживает его вместе со спец. системой дополнит. нагрева плазмы; первая стенка *9*, к-рая непосредственно

обращена к плазме и воспринимает потоки тепла в виде излучения и нейтральных частиц; бланкет — защита *2*, к-рые явл. неотъемлемой частью Т. р. на дейтерий-тритиевом (DT) топливе, т. к. в бланкете воспроизводится сгоревший в плазме тритий. Т. р. на DT топливе в зависимости от материала бланкета может быть «чистым» или гибридным. Бланкет «чистого» Т. р. содержит Li; в нём под действием термоядерных нейтронов получается тритий: $^6Li + n \rightarrow T + {}^4He + 4{,}8$ МэВ, и происходит усиление энергии ТР с 17,6 МэВ до 22,4 МэВ. В бланкете *гибридного термоядерного реактора* не только воспроизводится тритий, но имеются зоны, в к-рые помещается отвальный ^{238}U для получения ^{239}Pu. Одновременно в бланкете выделяется энергия, равная ≈ 140 МэВ на один термоядерный нейтрон. Т. о., в гибридном Т. р. можно получать примерно в шесть раз больше энергии на один исходный акт синтеза, чем в «чистом» Т. р., но наличие в первом случае делящихся радиоакт. веществ создаёт радиац. обстановку, близкую той, к-рая существует в *ядерных реакторах* деления.

В Т. р. с топливом на смеси D с ^3He бланкет отсутствует, т. к. нет необходимости воспроизводить тритий: $D + {}^3He \rightarrow {}^4He$ (3,6 МэВ) + p (14,7 МэВ), и вся энергия выделяется в виде заряж. продуктов реакции. Радиац. защита предназначена для поглощения энергии нейтронов и радиоакт. излучения и уменьшения потоков тепла и излучений на сверхпроводящую магн. систему до приемлемого для стационарной работы уровня. Катушки тороидального магн. поля *8* служат для создания тороидального магн. поля и изготавливаются сверхпроводящими с использованием сверхпроводника Nb_3Sn и медной матрицы, работающих при темп-ре жидкого гелия (4,2 К). Развитие техники получения высокотемпературной сверхпроводимости может позволить исключить охлаждение катушек жидким гелием и перейти на более дешёвый способ охлаждения, напр. жидким азотом. Конструкция реактора при этом существенно не изменится. Катушки полоидального поля *11* являются также сверхпроводящими и вместе с магн. полем тока плазмы создают равновесную конфигурацию полоидального магн. поля с одно или двухнулевым полоидальным дивертором *10*, служащим для отвода тепла из плазмы в виде потока заряж. частиц и для откачки нейтрализованных на диверторных пластинах продуктов реакции: гелия и протия. В Т. р. с D ^3He топливом диверторные пластины могут служить одним из элементов системы прямого преобразования энергии заряж. продуктов реакции в электроэнергию. Криостат *6* служит для охлаждения сверхпроводящих катушек до темп-ры жидкого гелия или более высокой темп-ры при использовании более совершенных высокотемпературных сверхпроводников. Вакуумная камера *4* и средства откачки *5* предназначены для получения высокого вакуума в рабочей камере реактора, в к-рой создаётся плазма *3*, и во всех вспомогательных объёмах, включая криостат.

В качестве первого шага на пути создания термоядерной энергетики представляется Т. р., работающий на DT смеси за счёт большей скорости протекания реакций, чем при др. реакциях синтеза. В перспективе рассматривается возможность создания малорадиоактивного Т. р. на смеси D с ^3He, в к-ром осн. энергию несут заряж. продукты реакции, а нейтроны возникают лишь в DD и в DT реакциях при выгорании рождающегося в DD реакциях трития. В результате биол. опасность Т. р. может быть, по-видимому, снижена на четыре-пять порядков величины по сравнению с ядерными реакторами деления, отпадает необходимость промышл. обработки радиоакт. материалов и их транспортировки, качественно упрощается захоронение радиоакт. отходов. Впрочем, перспективы создания в будущем экологически чистого Т. р. на смеси D с ^3He осложняются проблемой сырья: естеств. концентрации изотопа ^3He на Земле составляют миллионные доли от изотопа ^4He. Поэтому возникает трудный вопрос получения исходного сырья, напр. путём доставки его с Луны.

Лит.: Пистунович В. И., Шаталов Г. Е., Термоядерный реактор на основе токамака, в сб.: Итоги науки и техники, сер. Физика плазмы, т. 2, М., 1981; Кадомцев Б. Б., Пистунович В. И., Международный токамак-реактор ИНТОР. Фаза 1, «Атомная энергия», 1983, т. 54, в. 2, с. 83; Kadomtsev B. B. [e. a.], OTR-experimental fusion-fission tokamak-reactor concept, в кн.: Fusion reactor design and technology 1986, Vienna, 1987; Report of the International tokamak reactor workshop, organized by Atomic eneargy Agency. Phase 2A, pt. 3, v. 1, Vienna, 1988; ITER Concept Definition, v. 2, Vienna, 1990; Proceedings of Second Wisconsin Symposium on helium-3 and fusion power Madison, Wisconsin, 19—21 July 1993; Головин И. Н., Энергетика 21-го века и термоядерные реакторы, сжигающие гелий-3, препринт ИАЭ-5522/8, М., 1992.

В. И. Пистунович.

ТЕРМОЯ́ДЕРНЫЙ СИ́НТЕЗ — реакции слияния лёгких ядер в более тяжёлые; происходят при высоких темп-рах и сопровождаются выделением энергии. Устройство для проведения Т. с. — *термоядерный реактор* — находится в стадии разработки. Подробнее см. *Термоядерные реакции, Управляемый термоядерный синтез.*

ТЕ́РМЫ СПЕКТРА́ЛЬНЫЕ — уровни энергии атома, иона или молекулы, характеризующиеся определ. значениями полного орбитального момента L и полного спина S электронов. Термы обозначаются символом ^{2S+1}L, где $2S+1$ — *мультиплетность* терма, а состояния с $L = 0, 1, 2, 3, 4, 5, \ldots$ обозначаются $S, P, D, F, G, H, \ldots$ соответственно. Различают Т. с. синглетные (^1S, ^1P, ^1D, ...; спин равен 0), дублетные (^2S, ^2P, ^2D, ...; спин равен $^1/_2$), триплетные (^3S, ^3P, ...; спин равен 1) и т. д.

В приближении центрально-симметричного поля (при учёте только взаимодействия электронов с ядром) энергия атомной системы полностью определяется заданием электронной конфигурации, т. е. главными и орбитальными числами всех её электронов. Учёт эл.-статич. взаимодействия электронов между собой приводит к расщеплению уровня энергии на ряд подуровней — термов, характеризующихся квантовыми числами L и S для моментов $\boldsymbol{L}$ и $\boldsymbol{S}$ соответственно. Число таких подуровней наз. кратностью вырождения терма, она равна $(2L+1)(2S+1)$ в соответствии с возможными проекциями орбитальных и спиновых моментов на фиксированное направление в пространстве. Взаимное расположение термов одной электронной конфигурации определяется *Хунда правилом*.

Релятивистские эффекты взаимодействия электронов в атоме (прежде всего спин-орбитальное взаимодействие) приводят к расщеплению вырожденного уровня энергии с данными L и S на ряд близких компонент, отличающихся значениями полного момента J, к-рый определяется правилом сложения моментов: $|L-S| \leqslant J \leqslant L+S$ (тонкое, или мультиплетное, расщепление). Каждая J-компонента терма вырождена $(2J+1)$ раз в соответствии с возможными проекциями момента J. Взаимное расположение мультиплетов подчиняется правилу интервалов Ландé.

Полное (с учётом тонкого расщепления) обозначение Т. с. имеет вид $^{2S+1}L_J$, напр. $^2P_{1/2}$ и $^2P_{3/2}$ означают Т. с. дублетного расщепления с $L=1$, $S={}^1/_2$, $J={}^1/_2$ и $^3/_2$.

В. П. Шевелько.

ТЕ́СЛА (Тл) — единица СИ магн. индукции. Названа в честь Н. Теслы (N. Tesla). 1 Тл равен магн. индукции однородного магн. поля, в к-ром на плоский контур с током, имеющий магн. момент 1 А·м^2, действует макс. вращающий момент, равный 1 Н·м. Другое определение: 1 Тл равен магн. индукции, при к-рой магн. поток сквозь площадку в 1 м^2, перпендикулярную направлению поля, равен 1 Вб.

ТЕ́СНЫЕ ДВОЙНЫ́Е ЗВЁЗДЫ — двойные звёзды, в ходе эволюции к-рых происходит обмен веществом между компонентами. Концепция Т. д. з. восходит к работам Дж. Койпера (G. Kuiper) и О. Струве (O. Struve), обративших внимание на роль газовых струй между компонентами в формировании наблюдаемых спектров двойных звёзд (1940-е гг.). Дальнейшее развитие она получила в сер. 1950-х гг., когда стало ясно, что потеря вещества одним из компонентов и *аккреция* его другим могут существенно влиять на ход их эволюции и приводить к разнообразным наблюдательным проявлениям. Существенным стимулом к изучению Т. д. з. послужило открытие в 1960-х гг. мощ-

ных источников рентг. излучения (см. *Рентгеновская астрономия*).

Обмен веществом возможен в двойных звёздных системах, в к-рых первонач. расстояние между компонентами не превышает 2000—3000 $R_\odot$ ($R_\odot$ — радиус Солнца). Ок. 40% всех *двойных звёзд* являются Т. д. з. К Т. д. з. относятся *переменные звёзды* типа W UMa, типа Алголя, катаклизмич. переменные, мощные источники рентг. излучения, по крайней мере, часть *Вольфа — Райе звёзд* и голубых субкарликов, а также др. объекты. *Сверхновые звёзды* типа I *a*, нек-рые др. сверхновые типа I, часть быстро вращающихся звёзд и радиопульсаров, по-видимому, являются продуктами эволюции Т. д. з.

Образование Т. д. з. Наблюдательное исследование процесса образования Т. д. з. (так же, как и остальных звёзд) затруднено поглощением оптич. излучения пылью в областях звездообразования. Численное же моделирование этого процесса, к-рое требует трёхмерных газодинамич. расчётов с учётом вращения и магн. поля, ограничено возможностями современных ЭВМ. Упрощённые расчёты, в согласии с аналитич. оценками, показывают, что Т. д. з. образуются при коллапсе и фрагментации газопылевых облаков с уд. моментом импульса $l \sim (10^{19}-10^{20})\cdot(M_0/M_\odot)^{2/3}$ см$^2\cdot$с$^{-1}$ (M_0 — масса облака, $M_\odot$ — масса Солнца). При больших значениях l, вероятно, образуются кратные звёздные системы, а при меньших — одиночные звёзды.

Изолированные Т. д. з. могут возникать при распаде динамически неустойчивых тройных систем, состоящих из Т. д. з. и одиночной звезды. Образование Т. д. з. возможно также в ходе эволюции молодых рассеянных *звёздных скоплений*, при обменных взаимодействиях двойных звёзд с одиночными, неупругих столкновениях одиночных звёзд (когда часть энергии орбитального движения диссипирует в пульсациях). Последние два процесса являются эфф. каналом образования в шаровых скоплениях и *ядрах галактик* очень тесных систем, в к-рых спутником непроэволюционировавшей маломассивной (масса $\leqslant 1\ M_\odot$) звезды оказывается далеко проэволюционировавший объект (нейтронная звезда, чёрная дыра или белый карлик). Предшественником такого объекта должна быть давно окончившая эволюцию, существенно более массивная звезда (см. *Эволюция звёзд*). Формирование подобных систем в ходе обычного эволюц. процесса маловероятно, т. к. в плотных звёздных агрегатах тесные двойные системы из обычных звёзд распадаются под воздействием столкновений и приливных сил.

Эволюция Т. д. з. Особенностью эволюции Т. д. з. является возможность перетекания вещества компонента (донора) практически без затрат энергии в *полость Роша* (ПР) спутника (аккретора) через окрестности первой точки Лагранжа L_1, вблизи к-рой градиент давления не уравновешен силой тяготения. При достижении фотосферой донора своей ПР его вещество начинает стекать вдоль поверхностей равного давления от полюсов к экватору и достигает скорости звука вблизи L_1, где образует струю с характерным поперечным размером εa (ε — отношение изотермич. скорости звука к орбитальной скорости звезды, a — расстояние между компонентами). Струя может приблизиться к аккретору на расстояние $r_{\text{мин}} \approx 0{,}05 q^{0,37} a$, где q — отношение масс донора M_d и аккретора M_a. Если радиус аккретора r_a превышает $r_{\text{мин}}$, струя непосредственно соударяется со звездой. При $r_a < r_{\text{мин}}$ образуется кольцо со ср. внеш. радиусом (1,6—1,7) $r_{\text{мин}}$. Наличие вязкости (природа к-рой пока не вполне ясна) приводит к тому, что кольцо расплывается в диск. В месте соударения струи с диском образуется т. н. горячее пятно, излучение к-рого зачастую доминирует в наблюдаемом спектре системы. Радиус внеш. края диска $r_{\text{макс}}$ определяется способностью приливных сил переносить момент импульса наружу и передавать его орбитальному движению. Величина $r_{\text{макс}}$ близка к $^1/_2$ радиуса ПР аккретора. Внутр. край диска соприкасается с поверхностью аккретора.

Практически все расчёты эволюции Т. д. з. выполнены в предположении о круговых орбитах компонентов и синхронности осевого и орбитального вращений. Показано, что отказ от этих предположений не влияет существенно на результаты расчётов. Др. важное предположение — сферич. симметрия звезды. В этом случае скорость потери массы донором определяется радиусом звезды r_d и т. н. радиусом ПР r_{cr} — радиусом сферы с объёмом, равным объёму ПР при данных a и q. Величина r_{cr} может быть аппроксимирована след. выражением (П. Эглтон, P. Eggleton, 1983):

$$r_{cr} = a\,\frac{0{,}49q^{2/3}}{0{,}6q^{2/3}+\ln(1+q^{1/3})},\quad 0<q<\infty.$$

Скорость потери вещества $\dot{M}_d$ определяется на основе интегрирования потока массы в слоях, лежащих выше поверхности ПР, вблизи L_1 по сечению потока. В политропном приближении для атмосферы звезды

$$\dot{M}_d \sim [(r_d - r_{cr})/r_d]^{1,5+n},$$

где n — показатель политропы. Потеря звездой небольшого кол-ва вещества при заполнении ПР приводит к нарушению гидростатич. и теплового равновесия оболочки. Гидростатич. равновесие адиабатически восстанавливается за характерное гидродинамич. время $t_g = (r_d^3/GM_d)^{1/2}$, радиус звезды при этом несколько уменьшается. После восстановления теплового равновесия радиус звезды должен быть близок к её радиусу до потери вещества. Но если величина r_{cr} уменьшилась в результате потери вещества, то звезда до полного восстановления теплового равновесия будет продолжать терять массу в течение характерного кельвиновского (теплового) времени

$$t_K \approx 3\cdot 10^7 (M_d/M_\odot)^2 (R_d/R_\odot)^{-1} (L/L_\odot)^{-1}\ \text{лет}$$

(L и $L_\odot$ — светимости звезды и Солнца). Если радиусы термически равновесных звёзд и r_{cr} уравниваются, дальнейшая потеря вещества возможна вследствие эволюц. расширения звезды. При этом $\dot{M}_d$ определяется характерным временем выгорания ядерного топлива. Продолжение потери вещества возможно и тогда, когда r_{cr} уменьшается из-за потери системой момента импульса. При наличии адиабатич. конвективной оболочки (см. *Конвективная зона*) звезда не в состоянии высветить энергию, к-рая должна выделиться при уменьшении r_d до r_{cr}, радиус звезды практически не уменьшается с уменьшением массы, и потеря вещества происходит за время, близкое к гидродинамическому. Если донор обладает глубокой конвективной оболочкой, устойчивый обмен веществом возможен лишь при $q \lesssim 0{,}6$.

Специфич. характер может иметь обмен веществом в Т. д. з., состоящих из *белых карликов*. Поскольку у объектов из вырожденного вещества радиус увеличивается с уменьшением массы, первым заполняет ПР менее массивный компонент системы. С потерей массы радиус карлика может только увеличиваться. Если при этом r_{cr} уменьшается или растёт медленнее, чем радиус карлика, последний может разрушиться за время, сравнимое с гидродинамическим (неск. минут). При этом должна выделиться энергия $\sim 10^{50}$ эрг, сравнимая с энергией взрыва сверхновой. Поскольку скорость аккреции ограничена, а вещество донора обладает моментом импульса, оно может образовать «тяжёлый» диск или гало (масса к-рых сравнима с M_a) вокруг аккретора.

Исход эволюции донора зависит в осн. от его массы и от радиуса в момент заполнения ПР. На рис. 1 и 2, построенных по результатам численных расчётов разл. авторов, указаны природа продуктов эволюции Т. д. з. и их масса в зависимости от исходной массы и a. Отметим, что ниж. граница масс предшественников чёрных дыр оценивается весьма неуверенно ($\gtrsim 30 M_\odot$). Подобным же образом положение предшественников белых карликов, состоящих из смеси O, Ne и Mg, и их массы определяются ориентировочно, т. к. их существование предсказывается, но непосредственно в расчётах эволюции от стадии гл. последовательности (см. *Герцшпрунга — Ресселла диаграмма*) они пока не получены.

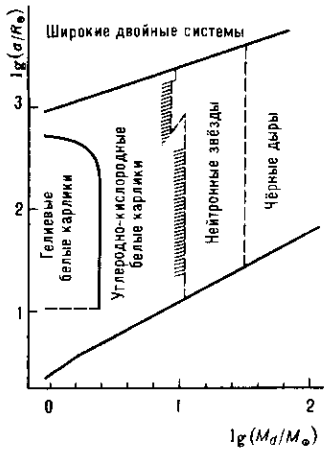


Рис. 1. Продукты эволюции компонентов тесных двойных звёзд в зависимости от исходной массы донора M_d и расстояния между компонентами a в момент заполнения полости Роша. Заштрихована область, возможно занимаемая предшественниками кислородно-неоново-магниевых белых карликов.

В эволюции Т. д. з. важную роль играет поведение аккретора. Расчёты показывают, что если характерное время аккреции меньше характерного теплового времени оболочки аккретора, энергия, выделяющаяся при аккреции, не успевает высвечиваться, тепловое равновесие оболочки нарушается, светимость и радиус звезды значительно возрастают, аккретор может заполнить свою ПР и прийти в контакт с донором. Заполнение аккретором ПР возможно также в случае, когда скорость аккреции превосходит величину, соответствующую *критической светимости*. Этот фактор играет особенно важную роль в эволюции Т. д. з., в к-рых аккреторами являются белые карлики, нейтронные звёзды или чёрные дыры. В итоге у системы может возникнуть общая оболочка. Исследование систем с общими оболочками находится в зачаточном состоянии из-за сложности процессов, к-рые при этом приходится учитывать. Для упрощённой оценки последствий эволюции Т. д. з. в общих оболочках можно предположить, что за счёт динамич. трения двойного ядра об оболочку происходит рассеяние последней, а необходимая для этого энергия черпается из энергии орбитального движения. Это предположение позволяет оценить изменение расстояния между компонентами на стадии общей оболочки. Возникновение общей оболочки возможно также в случае, когда из-за очень большого момента инерции одного из компонентов орбита спутника становится неустойчивой и он входит в атмосферу звезды-гиганта или сверхгиганта. Неизбежность образования общих оболочек и сближения в них компонентов наглядно демонстрирует существование катаклизмич. переменных звёзд, в к-рых расстояние между вырожденным углеродно-кислородным белым карликом и нормальной звездой всего $\sim R_\odot$. В этих Т. д. з. белые карлики, первоначально бывшие ядрами более массивных (неск. $M_\odot$), далеко проэволюционировавших звёзд, могли сформироваться, только если исходное расстояние между компонентами составляло не менее (30—40) $R_\odot$. Аккрецирующие обычные звёзды благодаря увеличению массы могут обогнать в эволюции доноры. Возможно также перемешивание аккретора из-за неустойчивости образующегося на его поверхности слоя из вещества донора с более высокой молекулярной массой.

Аккреция на белые карлики и нейтронные звёзды приводит к формированию на их поверхности водородного или гелиевого слоя. Тепловое равновесие слоя определяется в осн. нагревом при сжатии вследствие аккреции и охлаждением вследствие лучистого теплоотвода. Слой эволюционирует устойчиво до момента, когда скорость генерации ядерной энергии при сгорании водорода или гелия $\varepsilon_{нис}$ начинает превышать скорость теплоотвода ε_{dif}. Величина $\varepsilon_{нис}$ зависит от темп-ры сильнее, чем ε_{dif}, поэтому происходят перегрев слоя и термоядерный взрыв. Взрыв может сопровождаться выбросом вещества из системы. Подобная неустойчивость проявляется как вспышки *новых звёзд* (при аккреторах — белых карликах) или *барстеров* (в случае нейтронных звёзд). Аккрецирующие нейтронные звёзды могут наблюдаться также как *рентгеновские пульсары*.

Неустойчивость аккреционного диска и квазипериодич. выпадение его вещества на звезду также может быть причиной наблюдаемой переменности (новоподобные звёзды и транзиентные рентг. источники). Наконец, увеличение массы в результате аккреции может привести к превышению белым карликом *Чандрасекара предела* $M_{ч}$ и взрыву сверхновой звезды при загорании углерода в вырожденном веществе. Аналогичным образом масса *нейтронной звезды* может превысить своё макс. значение, и звезда сколлапсирует, превращаясь в *чёрную дыру*.

Значительную, а в нек-рых случаях и определяющую роль в эволюции Т. д. з. играет потеря системой в целом массы и момента импульса. Наиб. важны потеря массы и момента из общих оболочек, потеря момента за счёт магн. *звёздного ветра* от быстро вращающихся компонентов с конвективными оболочками и при излучении *гравитационных волн*. Потеря момента посредством двух последних механизмов способна обеспечить заполнение ПР и обмен веществом в случаях, когда масса донора $M_d \lesssim 0{,}8\,M_\odot$ и характерное время его ядерной эволюции превышает время жизни Галактики. Излучение гравитац. волн также способно обеспечить слияние пар нейтронных звёзд и пар белых карликов (компонентов Т. д. з.). Слияние белых карликов при выполнении определ. условий может привести к взрыву сверхновой. В плотных звёздных агрегатах (напр., шаровых скоплениях) сближение компонентов двойных систем, заполнение ПР одним из них и эпизодич. обмен веществом, т. е. превращение системы в Т. д. з., возможны в результате потери момента двойными системами при столкновении последних с одиночными звёздами.

В нек-рых случаях обмен веществом происходит без заполнения ПР и принимает форму аккреции вещества мощного звёздного ветра от спутника — звезды *спектрального класса* О или В (в рентг. источниках) или красного (сверх)гиганта (в симбиотич. звёздах).



Рис. 2. Зависимость масс белых карликов, образующихся в тесных двойных звёздах, от исходной массы донора: *1* — гелиевые карлики; *2* — углеродно-кислородные карлики; *3* — кислородно-неоново-магниевые карлики.

Эволюционные сценарии для Т. д. з. Совокупность данных об эволюции компонентов Т. д. з. даёт возможность строить т. н. эволюционные сценарии, к-рые описывают последовательность превращений системы от пары звёзд главной последовательности и до её распада вследствие взрыва сверхновой или возникновения конфигурации, к-рая не успевает проэволюционировать за хаббловское время (напр., относительно широкой пары нейтронных звёзд или белых карликов). Сценарии позволяют сопоставлять данные теории и наблюдений, оценивать численность звёзд отд. классов, выявлять их генетич. связи, а иногда и предсказывать существование определ. объектов. Поскольку эволюция Т. д. з. зависит от масс компонентов и a, для сценариев характерно значительное число вариантов и ветвлений, особенно для звёзд малых и умеренных масс ($M \leqslant 10$—$12\ M_\odot$). Поэтому ограничимся рассмотрением лишь осн. вариантов.

Типичный сценарий эволюции Т. д. з. малых и умеренных масс изображён на рис. 3. Осн. его этапы следующие: 1 — оба компонента находятся на главной последовательности и не заполняют ПР; 2 — на стадии, когда у более массивного компонента (первичного) образовалось гелиевое или углеродно-кислородное вырожденное ядро, он

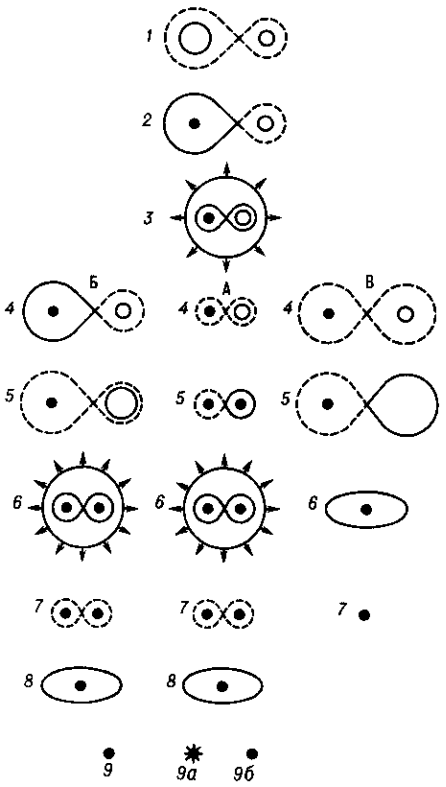


Рис. 3. Типичный эволюционный сценарий для звёзд малых и умеренных масс. Незаполненные кружки — обычные звёзды, заполненные — вырожденные ядра звёзд или белые карлики. Штриховыми линиями показаны полости Роша до заполнения их компонентами, сплошными — после заполнения. Стрелки указывают на истечение вещества. Эллипсы — продукты слияния белых карликов. Звёздочки — нейтронные звёзды. В варианте А возможно также завершение эволюции без образования связанного остатка после взрыва сверхновой.

заполняет свою ПР, начинается обмен веществом; 3 — у системы формируется общая оболочка.

Далее большинство Т. д. з. с массой вторичного компонента $\gtrsim 0{,}8\ M_\odot$ эволюционирует вдоль ветви А: 4 — если в общей оболочке компоненты не сливаются, возникает разделённая система из белого карлика и звезды главной последовательности; 5 — первоначально менее массивный компонент (вторичный) в свою очередь заполняет ПР после образования у него вырожденного ядра; 6 — из-за ограниченности скорости аккреции на белый карлик ($M \lesssim 10^{-5}\ M_\odot$ год$^{-1}$) возникает общая оболочка; 7 — после рассеяния общей оболочки образуется система из двух белых карликов. Если на этой стадии $a \gtrsim 1 R_\odot$, то эволюция системы как Т. д. з. заканчивается; 8 — если же $a \lesssim 1 R_\odot$, то в результате потери момента импульса при излучении гравитац. волн менее массивный компонент заполняет свою ПР, возможно его разрушение и образование «тяжёлого» диска или гало вокруг спутника; 9 — при суммарной массе, большей $M_ч$, возможен коллапс с образованием нейтронной звезды (9*а*) или взрывное загорание углерода, к-рое может наблюдаться как сверхновая типа Ia; в последнем случае звезда, вероятно, полностью разрушается. При суммарной массе, меньшей $M_ч$, остаётся одиночный белый карлик (9*б*).

Небольшая доля Т. д. з. умеренных масс эволюционирует по др. ветвям сценария (но благодаря эффектам селекции эти звёзды заметно распространены среди наблюдаемых объектов). 4 (ветвь Б) — относительно тесные системы, первичные компоненты к-рых обладают вырожденными гелиевыми ядрами и неглубокими конвективными оболочками, после стадии общей оболочки образуют длительно существующие полуразделённые системы, наблюдаемые как затменные переменные звёзды типа Алголя. 5 — эволюция первичного компонента завершается образованием гелиевого белого карлика. 6 — вторичный компонент заполняет свою ПР, возникает общая оболочка. 7 — образуется система из двух гелиевых белых карликов, к-рые при достаточно малом расстоянии между ними могут слиться в одиночный белый карлик.

Другой весьма распространённый класс наблюдаемых объектов — катаклизмич. переменные звёзды, возникающие из Т. д. з., в к-рых после стадии 3 спутником белого карлика оказывается звезда гл. последовательности малой массы (4, ветвь В), расположенная достаточно близко для того, чтобы заполнить ПР и устойчиво терять вещество вследствие потери момента импульса посредством магн. звёздного ветра и(или) излучения гравитац. волн (5). Неустойчивости, связанные с накоплением вещества в дисках и аккрецированных слоях, объясняют наблюдаемую переменность этих звёзд (повторные и классич. новые звёзды). Опуская промежуточные этапы эволюции, отметим, что при уменьшении массы донора до $\sim 0{,}001\ M_\odot$ он может стать неустойчивым и за характерное гидродинамич. время превратиться в диск (6). Финалом эволюции катаклизмич. переменных звёзд, вероятно, является образование одиночных белых карликов (7). Подобно катаклизмич. переменным эволюционируют образующиеся в осн. в результате неупругих столкновений в плотных звёздных системах Т. д. з., в к-рых место белого карлика занимает нейтронная звезда. Эти Т. д. з. проявляются как маломассивные рентг. источники. Отметим также, что компоненты наиболее тесных систем ($a \lesssim 10 R_\odot$, $M \lesssim 1{,}5 M_\odot$) под влиянием потери момента за счёт магн. звёздного ветра могут приходить в контакт на стадии гл. последовательности, образуя системы типа WUMa (хорошо доступные наблюдениям благодаря затмениям, а потому широко представленные среди наблюдаемых Т. д. з.). Эволюция звёзд этого типа заканчивается, вероятно, слиянием компонентов.

Эволюц. сценарий для массивных Т. д. з. относительно более простой, чем для звёзд умеренных масс, т. к. в меньшей степени зависит от исходного расстояния между компонентами. Эволюция компонентов массивных Т. д. з. заканчивается образованием нейтронных звёзд при исходных массах $\lesssim (30\text{—}50)\ M_\odot$ и чёрных дыр при бо́льших массах. Типичный сценарий эволюции массивных Т. д. з. изображён на рис. 4. 1 — пара из двух звёзд главной последовательности. 2 — после образования гелиевого ядра первичный компонент заполняет свою ПР. 3 — после потери большей части водородной оболочки донор превращается в горячую звезду Вольфа — Райе, к-рая имеет гелиевое ядро и продолжает терять за счёт звёздного ветра остатки оболочки, а затем и вещество ядра. 4 — после образования у донора ядра из элементов группы железа он коллапсирует, взрываясь

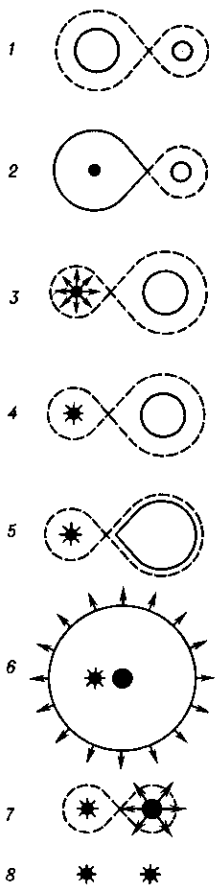


Рис. 4. Типичный эволюционный сценарий для массивных тесных двойных звёзд. Заполненные кружки — гелиевые ядра звёзд. Остальные обозначения те же, что и на рис. 3.

как сверхновая типа I *b* с образованием нейтронной звезды или чёрной дыры. 5 — на стадии, когда вторичный компонент близок к заполнению своей ПР, аккреция звёздного ветра релятивистским объектом приводит к появлению мощного рентг. излучения. 6 — после заполнения вторичным компонентом ПР у системы (нейтронная звезда + гелиевое ядро вторичного компонента) образуется истекающая общая оболочка. 7 — потеря общей оболочки приводит к образованию в системе второй звезды Вольфа — Райе. 8 — эволюция звезды Вольфа — Райе заканчивается взрывом сверхновой, в результате к-рого Т. д. з., как правило, распадается и появляются две одиночные нейтронные звезды с большими пространственными скоростями. Если второй взрыв сверхновой не разрушает систему, а образующаяся пара нейтронных звёзд достаточно тесна, слияние компонентов может сопровождаться мощным импульсом излучения гравитационных волн. Отметим, что внутри общей оболочки (стадия 6) возможно слияние компонентов и образование (пока гипотетич.) красных сверхгигантов с нейтронными ядрами, эволюция к-рых заканчивается появлением одиночных нейтронных звёзд.

Лит.: Масевич А. Г., Тутуков А. В., Эволюция звезд: теория и наблюдения, М., 1988; Современные проблемы физики и эволюции звёзд, под ред. А. Г. Масевич, М., 1989; Бисноватый-Коган Г. С., Физические вопросы теории звездной эволюции, М., 1989. *Л. Р. Юнгельсон.*

ТЕ́ТА-ФУ́НКЦИЯ (θ-функция) — 1) обобщённая ф-ция

$$\theta(x)=1,\ x\geqslant 0;\ \theta(x)=0,\ x<0$$

(ф-ция Хевисайда). Производная Т.-ф. равна дельта-функции $\theta'(x)=\delta(x)$. 2) Квазидвоякопериодическая *целая функция* комплексного переменного z, т. е. ф-ция $\theta(z)$, имеющая кроме периода ω ещё квазипериод $\omega\tau$, $\operatorname{Im}\tau>0$, при прибавлении к-рого к значению аргумента значение ф-ции умножается на нек-рый мультипликатор $\varphi(z)$. Иначе говоря, имеют место тождества по z:

$$\theta(z+\omega)=\theta(z),\ \theta(z+\omega\tau)=\varphi(z)\theta(z).$$

Как периодическая целая ф-ция, Т.-ф. всегда представима рядом

$$\theta(z)=\sum_{n\in\mathbb{Z}} c_n\exp\left(\frac{2\pi i n}{\omega}z\right), \qquad (1)$$

в к-ром подбор коэффициентов c_n должен обеспечивать сходимость. Ряды (1) наз. тета-рядами (по причине первонач. обозначений). Возможны и иные представления Т.-ф., напр. в виде бесконечного произведения.

В приложениях обычно ограничиваются мультипликаторами вида

$$\varphi(z)=q\exp(-2\pi ikz),$$

где k — натуральное число, наз. порядком или весом Т.-ф., q — числовой множитель. Сходимость обеспечивается, напр., коэффициентами вида

$$c_n=\exp(an^2+2bn+c),\ \operatorname{Re}a<0.$$

Во мн. вопросах удобны Т.-ф., удовлетворяющие условиям

$$\theta(z+1)=\theta(z),\ \theta(z+\tau)=\theta(z)\exp(-2\pi ikz). \qquad (2)$$

Все Т.-ф. вида (2) одного и того же порядка k составляют *векторное пространство* размерности k. Базис этого пространства можно записать в виде

$$\theta_r(z)=\sum_{n\in\mathbb{Z}}\exp\{\pi i\tau s[k(s-1)+2r]+2\pi i(ks+r)z\},$$
$$r=0,\ 1,\ \ldots,\ k-1.$$

Отд. примеры Т.-ф. встречаются уже в работах Я. Бернулли (J. Bernoulli, 1713), Л. Эйлера (L. Euler), в теории теплопроводности Ж. Фурье (J. Fourier). К. Якоби (C. Jacobi) подверг Т.-ф. систематич. исследованию, выделил четыре специальные Т.-ф., к-рые и положил в основу своей теории *эллиптических функций*.

Т.-ф. Якоби $\theta_0(z)$, $\theta_1(z)$, $\theta_2(z)$, $\theta_3(z)$ представляют собой след. ряды, абсолютно и равномерно сходящиеся на компактах плоскости комплексного переменного z:

$$\theta_0(z)=\theta_0(z;\tau)=\sum_{m=-\infty}^{\infty}(-1)^m\exp(i\pi m^2\tau)\exp(2i\pi mz)=$$
$$=1+2\sum_{m=1}^{\infty}(-1)^m\exp(i\pi m^2\tau)\cos(2\pi mz);$$

$$\theta_1(z)=\theta_1(z;\tau)=i\sum_{m=-\infty}^{\infty}(-1)^m\exp\left[i\pi\left(\frac{2m-1}{2}\right)^2\tau\right]\exp\times$$
$$\times[(2m-1)i\pi z]=2\sum_{m=0}^{\infty}(-1)^m\exp\left[i\pi\left(\frac{2m+1}{2}\right)^2\tau\right]\times$$
$$\times\sin[(2m+1)\pi z];$$

$$\theta_2(z)=\theta_2(z;\tau)=\sum_{m=-\infty}^{\infty}\exp\left[i\pi\left(\frac{2m-1}{2}\right)^2\tau\right]\times$$
$$\times\exp[(2m-1)i\pi z]=2\sum_{m=0}^{\infty}\exp\left[i\pi\left(\frac{2m+1}{2}\right)^2\tau\right]\times$$
$$\times\cos[(2m+1)\pi z];$$

$$\theta_3(z)=\theta_3(z;\tau)=\sum_{m=-\infty}^{\infty}\exp(i\pi m^2\tau)\exp(2i\pi mz)=$$
$$=1+2\sum_{m=1}^{\infty}\exp(i\pi m^2\tau)\cos(2\pi mz).$$

Эти ряды достаточно быстро сходятся. Обозначения $\theta_0(z)$, $\theta_1(z)$, $\theta_2(z)$, $\theta_3(z)$ восходят к К. Вейерштрассу (K. Weierstrass). Вместо $\theta_0(z)$ часто пишут $\theta_4(z)$, имеются и др. системы обозначений.

Все Т.-ф. Якоби представляют собой целые трансцендентные ф-ции комплексного переменного z, причём $\theta_1(z)$ — нечётная ф-ция, а остальные ф-ции $\theta_0(z)$, $\theta_2(z)$, $\theta_3(z)$ — чётные.

Имеют место след. соотношения периодичности:

$$\theta_0(z\pm1)=\theta_0(z),\ \theta_0(z\pm\tau)=-\exp(-i\pi\tau)\exp(\mp2i\pi z)\theta_0(z);$$
$$\theta_1(z\pm1)=-\theta_1(z),\ \theta_1(z\pm\tau)=-\exp(-i\pi\tau)\exp(\mp2i\pi z)\theta_1(z);$$
$$\theta_2(z\pm1)=-\theta_2(z),\ \theta_2(z\pm\tau)=\exp(-i\pi\tau)\exp(\mp2i\pi z)\theta_2(z);$$
$$\theta_3(z\pm1)=\theta_3(z),\ \theta_3(z\pm\tau)=\exp(-i\pi\tau)\exp(\mp2i\pi z)\theta_3(z),$$

из к-рых вытекает, что Т.-ф. Якоби являются эллиптич. ф-циями III рода по Эрмиту.

Т.-ф. Якоби связаны между собой ф-лами преобразования:

$$\theta_0\left(z\pm\frac{1}{2}\right)=\theta_3(z),$$
$$\theta_0\left(z\pm\frac{\tau}{2}\right)=\pm i\exp\left(-i\pi\frac{\tau}{4}\right)\exp(\mp i\pi z)\theta_1(z);$$
$$\theta_1\left(z\pm\frac{1}{2}\right)=\pm\theta_2(z),$$
$$\theta_1\left(z\pm\frac{\tau}{2}\right)=\pm i\exp\left(-i\pi\frac{\tau}{4}\right)\exp(\mp i\pi z)\theta_0(z);$$
$$\theta_2\left(z\pm\frac{1}{2}\right)=\mp\theta_1(z),$$
$$\theta_2\left(z\pm\frac{\tau}{2}\right)=\exp\left(-i\pi\frac{\tau}{4}\right)\exp(\mp i\pi z)\theta_3(z);$$
$$\theta_3\left(z\pm\frac{1}{2}\right)=\theta_0(z),$$
$$\theta_3\left(z\pm\frac{\tau}{2}\right)=\exp\left(-i\pi\frac{\tau}{4}\right)\exp(\mp i\pi z)\theta_2(z).$$

Все четыре Т.-ф. удовлетворяют одному и тому же дифференц. ур-нию:

$$\partial^2\theta/\partial z^2 = 4\pi i\partial\theta/\partial\tau.$$

Существуют также обобщения Т.-ф. на случай многих комплексных переменных. В физике Т.-ф. естественно возникают, в частности, в определении меры интегрирования функционального интеграла в *струн теории*.

Лит.: Уиттекер Э.-Т., Ватсон Дж.-Н., Курс современного анализа, пер. с англ., 2 изд., ч. 2, М., 1963; Гурвиц А., Курант Р., Теория функций, [пер. с нем.], М., 1968. *Е. Д. Соломенцев.*

ТЕХНЕ́ЦИЙ (лат. Technetium), Tc — радиоакт. хим. элемент VII группы периодич. системы элементов Менделеева, ат. номер 43, первый из искусственно полученных хим. элементов. Наиб. долгоживущие радионуклиды ^{98}Tc ($T_{1/2}=4{,}2\cdot10^6$ лет) и доступный в заметных кол-вах ^{99}Tc ($2{,}13\cdot10^5$ лет). Ат. масса ^{99}Tc 98,9062. Впервые синтезирован К. Перрье (C. Perrier) и Э. Сегре (E. Segre) (1937) бомбардировкой ядер Mo дейтронами. В ничтожных кол-вах обнаружен в урановых рудах, где Т. образуется при делении ядер урана. Электронная конфигурация внеш. оболочек $4s^2p^6d^65s^1$. Энергия последоват. ионизации 7,28, 15,26, 29,54 эВ. Кристаллохим. радиус атома Tc 0,136 нм, радиусы ионов Tc^{7+} 0,057 нм, Tc^{4+} 0,072 нм, Tc^{2+} 0,095 нм. Значение электроотрицательности 1,9. Работа выхода электронов 4,4 эВ.

В свободном виде — серебристо-серый металл, обладает гексагональной плотноупакованной кристаллич. решёткой с параметрами $a=273{,}5$ пм, $c=439{,}1$ пм (в тонких слоях Т. известна модификация с кубич. гранецентрированной кристаллич. решёткой). Плотн. 11,5 кг/дм^3, $t_{пл}=2172$ °С, $t_{кип}=4877$ °С, теплоёмкость $c_p=24$ Дж/(моль·К), теплота плавления 24 кДж/моль, теплота сублимации 650 кДж/моль. Парамагнитен, магн. восприимчивость $+2{,}7\cdot10^{-9}$ (при 298 К). Уд. электрич. сопротивление 0,169 мкОм·м (при 0 °С), теплопроводность 49,8 Вт/(м·К) (при 300 К). Коэф. линейного теплового расширения $(7{,}2\text{—}8{,}9)\cdot10^{-6}$К$^{-1}$.

Степени окисления от -1 до $+7$, наиболее устойчивая $+7$. Радионуклид ^{99}Tc можно использовать как пост. источник β-частиц в разл. радионуклидных приборах. ^{99m}Tc ($T_{1/2}=6{,}02$ ч, γ-излучатель) находит применение в медицинской диагностике. Возможно использование соединений Tc как ингибиторов коррозии. *С. С. Бердоносов.*

ТЕЧЕ́НИЯ ПЛА́ЗМЫ — направленные квазинейтральные потоки тяжёлой (ионной) компоненты плазмы. (Скорости электронов и ионов могут сильно различаться, но квазинейтральность сохраняется.) Т. п. являются общим свойством практически всех плазменных систем, хотя факторы, вызывающие эти течения, в разл. системах разные. При конкретном рассмотрении Т. п. можно разделить на потоки в космич. условиях (*ионосфера, солнечный ветер*, внешняя и внутренние части Солнца и звёзд и т. д.) и в «лабораторных» условиях в тех или иных плазменных установках. Для *космической плазмы* характерны большие размеры и скорости течений и, как следствие, большие магн. *Рейнольдса числа* ($R_m\gg1$), что позволяет большой круг явлений описывать идеальной *магнитной гидродинамикой* [Х. Альвен (H. Alfven), 1940-е гг.]. Однако во мн. случаях принципиально необходимо кинетич. описание течений космич. плазмы, когда рассматриваются процессы на пространственных масштабах меньше длины свободного пробега. Классич. примерами являются *бесстолкновительные ударные волны*, возникающие при обтекании магнитосферы Земли солнечным ветром, а также космич. лучи, в конце концов также порождаемые течениями космич. плазмы. Динамика космич. потоков, как правило, очень сложна, что в большей степени связано не только со сложным переплетением гидродинамич. и кинетич. процессов, но и с трёхмерным характером этих процессов (см. *Магнитосфера Земли, Магнитосферы планет, Радиационный пояс*).

Ситуация в лаб. плазмодинамич. системах во многом проще для изучения, т. к. они легко воспроизводятся и обычно на макроуровне (т. е. на уровне процесса в целом) обладают симметрией. Ниже будут рассмотрены только лаб. Т. п.

Течения лабораторной плазмы — это искусственно созданные Т. п. в установках, имеющих разл. параметры в зависимости от типа установки. Поэтому ниже, вместо того чтобы говорить о «классе течений», можно во мн. случаях говорить о классе установок, в к-рых данные течения реализуются. Большинство течений лаб. плазмы можно по свойственной им макроструктуре сгруппировать в след. весьма широкие классы.

1. Т. п., создаваемые генераторами плазменных потоков: сильноточными *ионными источниками*, импульсными и стационарными; *плазменными ускорителями*; *плазмотронами*.

2. Т. п., возникающие в рекуператорах, в к-рых кинетич. энергия плазменных потоков превращается в электрическую: рекуператоры энергии квазинейтральных и заряж. *ионных пучков*, *магнитогидродинамические генераторы*, плазменные «поршневые» рекуператоры.

3. Течения квазинейтральных плазменных потоков в *плазмооптических системах*, таких как эл.-магн. сепараторы, магн. отклоняющие и фокусирующие системы, плазменные линзы, магнитоэлектрич. плазмоводы и сепарирующие системы, зет-пинчевые фокусирующие системы.

4. Компрессионные Т. п., сопровождающиеся её сильным сжатием: зет- и тета-пинчи, в т. ч. нецилиндрические зет-пинчи (*плазменный фокус*); микропинчи; *магнитоплазменные компрессоры*.

5. Ударные и радиационные волны: бесстолкновительные и столкновительные ударные волны; сильноизлучающие ударные волны; *ионизационные волны*; лазерная искра (см. *Лазерная плазма, Оптические разряды*); дозвуковые и сверхзвуковые радиац. волны.

6. Обтекание плазмой твёрдых поверхностей: течения вне пограничных слоёв; дебаевские, ларморовские, вязкостные, ионизационные и др. пограничные слои; течения, сопровождающиеся модификацией поверхностей под действием плазменных потоков, в т. ч. аномальные формы эрозии поверхностей в скрещённых эл.-магн. полях (см. также *Плазменная технология*).

7. Взаимодействие плазменных потоков с ограниченными магн. полями: обтекание магн. полей проводников с током; вход в магн. поле бесстолкновительной и плотной плазмы; движение плазменных сгустков и струй в ограниченных магн. полях разной конфигурации.

8. Т. п. в магнитных ловушках: диффузия плазмы из центр. областей ловушек на периферию; вращение плазмы в ловушках и плазменных центрифугах; уход плазмы в «пробки» открытых *магнитных ловушек*; течение в *волноводах плазменных*; течения в окрестности диверторных слоёв; формирование плазменных сгустков в виде компактных торов.

9. Движение плазменных потоков в атмосфере: горение дуги в атмосфере (см. *Дуговой разряд*); выход плазменных потоков из плазмотронов в атмосферу; растекание плазменных сгустков в ионосфере.

10. Генерация плазменных потоков при воздействии мощных лазерных и электронных потоков на твёрдую (жидкую) поверхность: облучение термоядерных мишеней (см. *Лазерный термоядерный синтез*); лазерная и электронно-лучевая обработка деталей (см. *Лазерная технология*).

Теоретические модели Т. п. Расчёт Т. п. в лаб. системах требует в общем случае рассмотрения не только динамики ионов и электронов в осн. объёме, но и расчётов процессов создания плазмы в зонах ионизации и целой системы приэлектродных и пограничных слоёв, а во мн. случаях — и разрушения самих поверхностей.

Для описания ионизации и, в частности, связанных с нею энергетич. затрат, к-рые в пересчёте на частицу всегда больше потенциала ионизации (причём иногда в десятки раз), необходимо рассмотреть все цепочки процессов трансформации частиц (возбуждение колебательных и электронных уровней, диссоциацию и т. д.), а также самосогласованно описывать *излучение плазмы*, сопровождающее эти процессы. Необходимость в методах самосо-

гласованного описания динамики трансформирующейся плазмы с учётом излучения привела к появлению спец. направления радиац. плазмодинамики, тесно примыкающего к области, называемой химией плазмы (см. *Плазмохимия*). Количеств. учёт *переноса излучения* в плазмодинамич. системах требует громоздких расчётов, выполняемых реально только с помощью ЭВМ.

Расчёт пограничных слоёв имеет свои трудности, т. к. во мн. случаях здесь необходимы кинетич. модели. Если же речь идёт о потоках достаточно плотной плазмы, то вблизи стенки возникает «рециклинг», т. е. повторная ионизация атомов, образовавшихся при рекомбинации ионов на стенке. Расчёт зоны рециклинга требует, в принципе, тех же моделей, что и расчёт зоны первичной ионизации [2]. Т. о., реалистич. описание Т. п. очень сложно и может быть выполнено только с помощью ЭВМ. На самом деле ситуация ещё сложнее, т. к. необходимо ещё учитывать коллективные процессы в плазме, к-рые ведут к генерации волн, вихрей, солитонов и т. д., т. е. к турбулизации потока. В этих условиях большое значение имеют простые, легко рассчитываемые качеств. модели, к-рые позволяют выявить мн. существенные черты макропроцессов и к-рые затем уточняются на основе эксперим. данных. Если свободные пробеги электронов и ионов велики по сравнению с размерами системы, то все компоненты, как правило, требуют кинетич. рассмотрения. Такие условия имеют место, напр., в ускорителях с замкнутым дрейфом [3] (см. также *Пристеночная проводимость*).

В случае более плотной плазмы во мн. случаях оказывается эффективным «гибридное» приближение, при к-ром динамика тяжёлых частиц описывается с помощью кинетич. ур-ний (как правило, без учёта упругих столкновений), а динамика электронов — гидродинамическими ур-ниями. Оно справедливо, если время свободного пробега ионов $\tau_i \gg \tau_{0i} = L/v_i$ — времени жизни ионов в системе (L — характерный масштаб неоднородности), а время свободного пробега электронов $\tau_e \ll \tau_{0e}$ — времени жизни электронов в системе. Гибридное приближение использовалось ещё в 1920-х гг. И. Ленгмюром и Л. Тонксом. В последующем оно применялось, в частности, при анализе *плазмооптических систем* [4] и обтекания спутников ионосферной плазмой [5].

Для описания динамики плотной плазмы используются, как правило, *двухжидкостная гидродинамика плазмы* — модель с двумя «жидкостями», электронной и ионной. Одножидкостная магн. гидродинамика для лаб. плазменных систем обычно недостаточна из-за большой разницы скоростей ионов и электронов в этих плазменных системах, т. е. из-за сильно выраженного *Холла эффекта*.

Во мн. случаях предварительную информацию о течении плотной плазмы можно получить, рассматривая квазиодномерные течения в узких трубках потока. Следует также отметить, что если плазму, текущую в широком канале, можно считать идеальной, а ширина канала h медленно изменяется вдоль его оси z (т. е. можно пренебречь членами $(\partial h/\partial z)^2$), то расчёт двумерного течения во мн. интересных случаях можно свести к квадратурам [4].

Лит.: 1) Радиационная плазмодинамика, под ред. Ю. С. Протасова, т. 1, М., 1991; 2) Вопросы теории плазмы, в. 18, под ред. Б. Б. Кадомцева, М., 1990; 3) Ионные инжекторы и плазменные ускорители, под ред. А. И. Морозова, Н. Н. Семашко, М., 1990; см. также лит. при ст. *Плазмооптические системы, Плазменные ускорители, Магнитная гидродинамика, Магнитогидродинамический генератор.*

А. И. Морозов.

ТИКСОТРОПИ́Я — способность нек-рых дисперсных систем обратимо разжижаться при достаточно интенсивных механич. воздействиях (перемешивании, встряхивании) и отвердевать (терять текучесть) при пребывании в покое. Т. — характерное свойство коагуляц. структур, к-рые можно подвергать разрушению неограниченное число раз, причём каждый раз их свойства полностью восстанавливаются. Примерами типичных тиксотропных структур могут служить системы, образующиеся при коагуляции водных коллоидных дисперсий гидроокиси железа, гидроокиси алюминия, пятиокиси ванадия, суспензий бентонита, каолина.

Механич. свойства тиксотропных структур характеризуются значениями трёх параметров (П. А. Ребиндер): наибольшей эфф. вязкости η_0 практически неразрушенной структуры, наименьшей эфф. вязкости η_m предельно разрушенной структуры и предельного напряжения сдвига P_0. Зависимость эфф. вязкости η от приложенного напряжения сдвига P может быть описана ур-нием

$$\eta = \eta_m + (\eta_0 - \eta_m)\frac{P/P_0}{\mathrm{sh}(P/P_0)}.$$

При малых значениях P, не нарушающих покоя или вызывающих очень медленное течение, структура обладает свойствами твёрдого тела, т. к. скорость её восстановления в этих условиях превышает скорость разрушения. При $P \gg P_0$ система оказывается предельно разрушенной и представляет собой жидкость с небольшой вязкостью η_m. Величина P_0 характеризует прочность неразрушенной структуры. Процесс восстановления разрушенной структуры в покое может быть охарактеризован нарастанием прочности во времени.

В ряде случаев приложение небольших P и деформирование с небольшой скоростью ускоряют нарастание прочности и структурирование дисперсных систем; это явление наз. р е о п е к с и е й. Иногда у концентрированных дисперсных систем (паст) обнаруживается д и л а т а н с и я — возрастание η с увеличением скорости деформирования, сопровождающееся нек-рым увеличением объёма, занимаемого системой: при деформировании твёрдые частицы образуют более рыхлый каркас и имеющейся жидкой среды оказывается недостаточно для того, чтобы обеспечить системе подвижность.

Т. дисперсных систем имеет большое практич. значение. Тиксотропными свойствами должны обладать консистентные смазки, лакокрасочные материалы, керамич. массы, промывные растворы, применяемые при бурении скважин, мн. пищевые продукты.

И. Н. Влодавец.

ТИНДА́ЛЯ ЭФФЕ́КТ — свечение оптически неоднородной среды вследствие рассеяния проходящего через неё света. Обусловлен *дифракцией света* на отд. частицах или элементах структурной неоднородности среды, размер к-рых намного меньше длины волны рассеиваемого света. Характерен для коллоидных систем (напр., гидрозолей, табачного дыма) с низкой концентрацией частиц дисперсной фазы, имеющих показатель преломления, отличный от показателя преломления дисперсионной среды. Обычно наблюдается в виде светлого конуса на тёмном фоне (конус Тиндаля) при пропускании сфокусированного светового пучка сбоку через стеклянную кювету с плоскопараллельными стенками, заполненную коллоидным раствором. Коротковолновая составляющая белого (немонохроматического) света рассеивается коллоидными частицами сильнее длинноволновой, поэтому образованный им конус Тиндаля в непоглощающем золе имеет голубой оттенок.

Т. э. по существу то же, что опалесценция. Но традиционно первый термин относят к интенсивному рассеянию света в ограниченном пространстве по ходу падающего луча, а второй — к слабому рассеянию света всем объёмом наблюдаемого объекта.

На явление свечения неоднородной среды при прохождении через неё света впервые обратил внимание М. Фарадей (M. Faraday, 1857). Дж. Тиндаль (J. Tyndall), по имени к-рого оно получило своё название, подробно описал его (1868), а Дж. Рэлей (J. Rayleigh) и Г. Ми (G. Mie) дали ему (соответственно в 1871 и 1908) теоретич. трактовку.

Т. э. воспринимается невооружённым глазом как равномерное и непрерывное свечение нек-рой части объёма рассеивающей свет системы. На самом деле свет исходит от отд. точек — дифракционных пятен, хорошо различимых под оптич. микроскопом при достаточно сильном освещении разбавленного золя. Интенсивность рассеянного в данном направлении света (при пост. параметрах падающего света) зависит от числа рассеивающих частиц и их размера.

Основанные на Т. э. оптич. методы обнаружения, определения размера и концентрации коллоидных частиц [ультрамикроскопия (см. *Ультрамикроскоп*), нефелометрия] широко применяются в науч. исследованиях и промышл. практике.

Лит. см. при статьях *Рассеяние света, Мутные среды, Ультрамикроскоп.*

Л. А. Шиц.

ТИРАТРО́Н — газоразрядный прибор с сеточным управлением моментом возникновения (зажигания) несамостоятельного дугового или самостоятельного тлеющего разрядов. В зависимости от вида газового разряда в Т. используется либо накаливаемый, либо холодный катод. В отличие от вакуумного триода, в Т. после возникновения электрич. тока между анодом и катодом сетка теряет своё управляющее действие, т. к. вблизи её отверстий образуется слой положит. ионов, нейтрализующий отрицат. заряд сетки. Чтобы погасить разряд в Т., анодное напряжение необходимо снизить до значения, меньшего, чем напряжение горения разряда. Т. изобретён А. Халлом (A. Hull) в 1929. Подробнее о Т. см. в ст. *Ионные приборы.*

ТИ́РИНГ-НЕУСТО́ЙЧИВОСТИ — неустойчивости неоднородной плазмы с током, находящейся в магн. поле, к-рые развиваются в окрестности *нейтральных токовых слоёв* либо *X*-линий и сопровождаются изменением топологии магн. поля, заключающимся в разрыве и *пересоединении* магн. силовых линий. По этой причине Т.-н. (tearing instabilities) наз. также разрывными. В результате развития Т.-н. в плазме возбуждаются тиринг-моды — возмущения плазмы, соответствующие пинчеванию равновесного тока, и, в частности, образованию т. н. магн. островов (областей плазмы с замкнутыми магн. силовыми линиями). Типичные конфигурации равновесного магн. поля для случаев нейтрального слоя и нейтральной *X*-линии приведены соответственно на рис. 1 и 2.

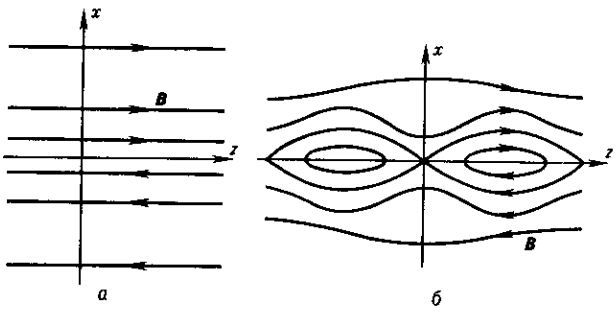


Рис. 1. Конфигурация равновесного магнитного поля нейтрального слоя (*а*); образование магнитных островов (*б*).

В случае идеальной проводимости магн. поле вморожено в плазму и пересоединение магн. силовых линий невозможно. Для развития Т.-н. условие вмороженности должно быть нарушено. Это возможно при действии след. факторов: столкновения частиц плазмы, *Ландау затухания*, инерции носителей заряда, рассеянии частиц на турбулентных пульсациях, обусловленных микронеустойчивостями, с эфф. частотой столкновений $\nu_{эф}$. В зависимости от соотношения между *инкрементом* неустойчивости γ и частотой столкновений резонансных частиц ν различают бесстолкновительный ($\gamma > \nu$) либо столкновительный ($\gamma < \nu$) режимы Т.-н.

Простейший пример Т.-н. реализуется в модели Харриса, описывающей неустойчивость плоского слоя плазмы толщиной L с плотностью равновесного тока $j_y(x) = -(cB_0/4\pi L)/\mathrm{ch}^2(x/L)$, к-рый создаёт конфигурацию с обращённым магн. полем $B_z(x) = B_0 \,\mathrm{th}(x/L)$ (рис. 1, *а*). В бесстолкновит. плазме раскачка тиринг-моды за счёт черенковского резонанса с электронами происходит с характерным инкрементом

$$\gamma(k) \sim (v_{T_e}/L)(r_{B_e}/L)^{3/2}(1-k^2L^2)$$

для возмущений с продольными длинами волн $\lambda_z > 2\pi L$. При возбуждении одной тиринг-моды конфигурация магн. поля в окрестности нейтрального слоя эволюционирует к образованию магн. островов (рис. 1, *б*). На уровне нелинейного насыщения Т.-н. ширина магн. острова становится

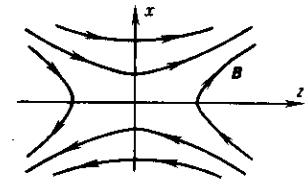


Рис. 2. Равновесное магнитное поле для нейтральной *X*-линии.

порядка ширины слоя перезамыкания для тепловых ионов $\delta x \sim (L r_{B_i})^{1/2}$, где r_{B_i} — ларморовский радиус ионов. В бесстолкновительной плазме Т.-н. стабилизируется при достаточно сильном размытии нейтрального слоя, когда выполнено условие $L \gg r_{B_i}$.

В плоских слоях с широм магн. поля вида $\boldsymbol{B} = B_z(x)\boldsymbol{e}_z + B_y\boldsymbol{e}_y$ место локализации Т.-н. $x \sim x_0$ определяется условием $k_{\parallel}(x) = \boldsymbol{kB}/B = 0$, где $\boldsymbol{k}$ — волновой вектор тиринг-моды. Ширина магн. острова, создаваемого отдельной тиринг-модой с амплитудой магн. поля δB_{xk}, равна $\Delta x_k = 2(\delta B_{xk}/\varkappa B)^{1/2}$, здесь $\varkappa = dk_{\parallel}/dz$. При этом тиринг-мода не является чисто поперечной, а содержит примесь дрейфовой моды и может быть застабилизирована на линейном уровне за счёт перекачки своей энергии в дрейфовые колебания. Устойчивость тиринг-моды повышается также при наложении на плазму дополнит. магн. поля B_x, направленного поперёк нейтрального слоя.

При возбуждении тиринг-турбулентности либо отдельных тиринг-мод с перекрывающимися магн. островами происходит стохастизация магн. силовых линий и, как следствие, повышение диффузии плазмы через нейтральный слой.

Нелинейное насыщение Т.-н. обусловлено захватом резонансных частиц в магн. острова, квазилинейной релаксацией анизотропной ф-ции распределения частиц плазмы по скоростям и уширением магн. островов до размеров токового слоя.

Лит.: Furth H., Killeen Y., Rosenbluth M., Finite-resistivity instabilities of a sheet pinch, «Physics of Fluids», 1963, v. 6, p. 459; Zeleny L. M., Taktakishvili A. L., Spontaneous magnetic reconnection mechanismes in plasma, «Astrophys. and Space Science», 1987, v. 134, p. 185; Арцимович Л. А., Сагдеев Р. З., Физика плазмы для физиков, М., 1979; Основы физики плазмы, под ред. А. А. Галеева, Р. Судана, т. 2, М., 1984.

Н. С. Ерохин, Л. М. Зелёный.

ТИРИ́СТОР — трёхэлектродный полупроводниковый прибор, состоящий из трёх p—n-*переходов*, взаимодействие между к-рыми приводит к тому, что прибор может находиться в одном из двух устойчивых состояний: выключенном — с высоким сопротивлением и включённом — с низким. Полупроводниковая структура Т. состоит из четырёх слоёв чередующегося типа проводимости (n^+pnp^+; рис. 1), образующих три расположенных друг над другом p—n-перехода. Внутренний базовый p-слой обычно выполняется сильнолегированным (концентрация примеси $N = 10^{17} - 10^{18}$ см$^{-3}$) и тонким, чтобы обеспечить достаточно высокий (0,7—0,9) коэф. переноса β n^+pn-транзистора (см. *Транзистор биполярный*). Базовый n-слой выполняется относительно толстым и слаболегированным ($N = 10^{13} - 10^{15}$ см$^{-3}$). При приложении внеш. напряжения указанной на рис. 1 полярности (прямое смещение) крайние переходы $Э_1$ и $Э_2$ (эмиттеры) смещены в проводящем, а центральный $К_1$ (коллектор) — в запорном направлениях; его область пространственного заряда (ОПЗ) расположена почти полностью в n-базе. Эмиттер $Э_1$ обычно имеет распределённые по всей площади шунтирующие каналы, выполненные в виде выходов p-слоя сквозь n^+-слой к металлич. контакту. Процессы, определяющие возможность переключения, протекают след. образом. Электронно-дырочные пары, генерируемые, напр., теплом в ОПЗ, разделяются полем; дырки и электроны выбрасываются в p- и n-

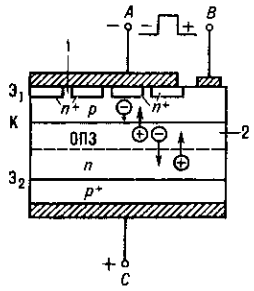


Рис. 1. Четырёхслойная p^+npn^+-структура тиристора: AC — основная цепь; AB — цепь управления; *1* — шунтирующие каналы; *2* — ОПЗ коллектора.

базы, соответственно понижают потенц. барьеры эмиттеров $Э_1$ и $Э_2$, что приводит к соответствующей инжекции неосновных носителей в базы. Эти носители диффундируют через базовые области, частично рекомбинируя с осн. носителями, а затем выбрасываются полем через ОПЗ в соответствующие базы уже в качестве осн. носителей, понижают барьеры $Э_1$ и $Э_2$ и т. д. Т. находится в устойчивом запертом состоянии до тех пор, пока кол-во носителей, поступающих в базовые слои, не превышает их потерь из-за рекомбинации и ухода в эмиттеры. С ростом приложенного напряжения растёт протекающий через n^+pnp^+-структуру ток из-за расширения ОПЗ и увеличения поля в ней, приводящих к увеличению тока утечки. Возрастание тока ведёт к относительному уменьшению потерь; это связано в осн. с ростом инжекционной компоненты тока эмиттерных переходов и полевому ускорению переноса носителей через *n*-базу. Поэтому при определ. напряжении поступление носителей начинает превышать потери. Этот процесс вследствие положит. характера *обратной связи* нарастает лавинообразно и приводит к заполнению базовых областей электронно-дырочной плазмой большой плотности (см. *Плазма твёрдых тел*), смещение коллектора вследствие этого меняет знак, и прибор переходит во включённое состояние. Шунтирующие каналы в эмиттере $Э_1$, увеличивающие потери дырок в *p*-базе, позволяют поднять напряжение переключения вплоть до напряжения лавинного пробоя коллектора. Вольт-амперная характеристика (ВАХ), определяемая вышеописанными процессами, показана на рис. 2; она описывается выражением

$$j_{ко}(U)=j\left[1-\alpha_1(j)-\alpha_2(j_2U)\right], \qquad (1)$$

где $j_{ко}$ — ток утечки коллекторного перехода; α_1, α_2 — коэф. усиления n^+pn- и p^+np-транзисторов, составляющих n^+pnp^+-структуру. Из (1) следует, что условием переключения ($j_{ко}\to 0$, т. е. $U\to 0$) приближённо можно считать $(\alpha_1+\alpha_2)\to 1$. Переключение n^+pnp^+-структуры можно осуществить не повышением напряжения, а, напр., импульсом света с энергией кванта, достаточной для генерации электронно-дырочных пар (фототиристор), или инжекцией

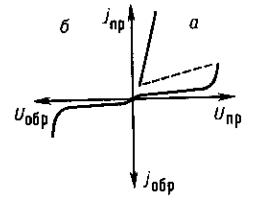


Рис. 2. ВАХ тиристора: *а* — при прямом смещении; *б* — при обратном смещении.

электронов эмиттером $Э_1$ при пропускании импульса тока в цепи AB (рис. 1). В этом случае из-за большого тангенциального сопротивления *p*-базы инжектирует узкая область эмиттера вдоль границы с электродом управления *B*. Процесс включения происходит только в этой области, и из неё включённое состояние распространяется по всей площади прибора. На нач. стадии, пока плотность тока во включённой части высока, распространение включённого состояния определяется электрич. полем на границе включённой и невключённой областей, смещающим эмиттеры в проводящем направлении, а по мере уменьшения плотности тока определяющим механизмом становится диффузия плазмы из включённой области. Скорость этих процессов обычно лежит в пределах 0,1—0,005 мм·мкс в зависимости от мгновенной плотности тока и конструкции прибора. ВАХ Т. в установившемся включённом состоянии практически аналогична ВАХ p^+nn^+-диода; распределение электронно-дырочной плазмы в базовых слоях показано на рис. 3. Выключение Т. обычно осуществляется путём кратковрем. изменения полярности внеш. напряжения. Ток при этом меняет направление и носители заряда из плазмы вытягиваются во внеш. цепь, обеспечивая протекание тока. Концентрация плазмы у эмиттерных переходов уменьшается как за счёт вытягивания неосновных носителей, так и за счёт рекомбинации. Из *p*-базы электроны уходят через n^+-слой, а избыточные дырки инжектируются коллектором К в *n*-базу; низковольтный эмиттер $Э_1$ быстро восстанавливается и пробивается. Через переход $Э_2$ из *n*-базы уходят дырки, но избыточные электроны практически не могут уйти через потенц. барьер прямосмещённого коллектора. Поэтому протекающий через Т. обратный ток почти не выносит заряд из *n*-базы: уход дырок через $Э_2$ сопровождается поступлением через коллектор К почти такого же кол-ва дырок, создаваемых ударной ионизацией в переходе $Э_1$, и заряд в *n*-базе исчезает практически только вследствие рекомбинации. После того как концентрация дырок у перехода $Э_2$ уменьшается до равновесного значения, начинается образование ОПЗ, граница к-рой быстро перемещается в глубь *n*-базы, сопротивление прибора резко возрастает, а ток в цепи падает. В квазинейтральной части *n*-базы при этом нек-рое время сохраняется довольно большое кол-во избыточных носителей заряда. При изменении полярности внеш. напряжения на прямое эти носители выбрасываются полем коллектора в базы, вызывая всплеск прямого тока; однако если этот ток меньше нек-рой критич. величины $j_{кр}$, приводящей к лавинообразному нарастанию концентрации, Т. остаётся в выключенном состоянии. Промежуток времени между изменением направления тока через Т. до момента, когда становится возможным приложение прямого смещения, наз. временем выключения t_q. Оценочно, $t_q\approx\tau_p\ln(j_{пр}/j_{кр})$, где τ_p — время жизни дырок в *n*-базе. Отсюда следует, что статич. и динамич. характеристики Т. жёстко взаимосвязаны. Для того чтобы обеспечить блокирование большого напряжения, *n*-база должна быть слаболегированной и иметь толщину, превышающую размер ОПЗ коллектора примерно на $L_p=(D_p\tau_p)^{1/2}$. Увеличение толщины ведёт к увеличению напряжения на приборе во включённом состоянии. Для того чтобы оно оставалось на приемлемом уровне, необходимо увеличивать L_p, что ведёт к увеличению t_q, т. е. к ухудшению частотных характеристик прибора. Поэтому быстродействующие Т. имеют сравнительно невысокое рабочее напряжение, а высоковольтные — большое время выключения.

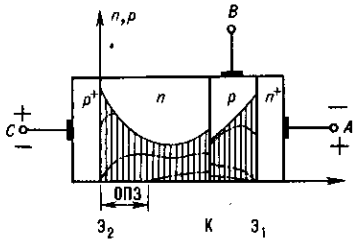


Рис. 3. Распределение электронно-дырочной плазмы в базовых слоях включённого тиристора (+ на p^+-слое). Штрихпунктирными линиями показаны три последовательные стадии рассасывания плазмы при выключении тиристора (— на p^+-слое).

Основным *полупроводниковым материалом* для изготовления Т. является кремний. Четырёхслойная n^+pnp^+-структура изготавливается, как правило, путём последовательных операций термодиффузии примесей *p*- и *n*-типа в пластину монокристаллич. кремния, причём для получения эмиттерного n^+-слоя сложной геом. формы применяются маскирование окислом и фотолитография.

Диапазон рабочих параметров совр. Т. чрезвычайно широк. Т. в планарном исполнении, обычно интегрируемые

с др. элементами схем, имеют рабочие токи $10^{-2}-10^{1}$ А при напряжениях $10^{1}-10^{2}$ В; Т. предельной мощности имеют рабочие токи $1\div3\cdot10^{3}$ А при напряжениях $(3\div6)\cdot10^{3}$ В. Четырёхслойная $n^{+}pnp^{+}$-структура и протекающие в ней физ. процессы лежат в основе целого ряда приборов тиристорного типа, сильно отличающихся от описанного выше обычного Т. К ним относятся, в частности: а) **симистор**, состоящий из двух встречно-параллельно включённых $n^{+}pnp^{+}$-структур с общим электродом управления, выполненных в одной полупроводниковой пластине. Симистор обычно используется в качестве ключа переменного тока; б) **фототиристор** — Т., переключение к-рого осуществляется импульсом света. В этом приборе цепь управления полностью изолирована от осн. цепи, что особенно удобно при работе на больших напряжениях; в) **запираемый тиристор**, выключение к-рого осуществляется не переменой полярности внеш. напряжения, а импульсом запирающего тока в цепи управления, что позволяет существенно упростить конструкцию аппаратуры. Предельные параметры совр. запираемых Т. почти такие же, как и у обычных тиристоров; г) **реверсивно включаемый динистор**, включение к-рого осуществляется кратковрем. изменением полярности внеш. напряжения. Этот прибор, в отличие от всех др. приборов тиристорного типа, включается однородно и одновременно сразу по всей рабочей площади. Это позволяет переключать очень большие ($10^{5}-10^{6}$ А) импульсные токи, а также работать на высоких (до 10^{5} Гц) частотах при коммутации больших мощностей.

Перспективным материалом для приборов тиристорного типа является арсенид галлия. Из-за большей, чем у кремния, ширины запрещённой зоны он позволяет работать при большей темп-ре, блокировать большее напряжение при сравнительно тонкой ОПЗ и, следовательно, тонкой базе с малым τ_p; это даёт возможность существенно улучшить быстродействие приборов.

Лит.: Управляемые полупроводниковые вентили, пер. с англ., М., 1967; Блихер А., Физика тиристоров, пер. с англ., Л., 1981; Евсеев Ю. А., Дерменжи П. Г., Силовые полупроводниковые приборы, М., 1981; Тучкевич В. М., Грехов И. В., Новые принципы коммутации больших мощностей полупроводниковыми приборами, Л., 1988.

И. В. Грехов.

ТИТА́Н (лат. Titanium), Ti, — хим. элемент побочной подгруппы IV группы периодич. системы элементов, ат. номер 22, ат. масса 47,88. В природе представлен 5 стабильными изотопами: ^{46}Ti (8,0%), ^{47}Ti (7,3%), ^{48}Ti (73,8%), ^{49}Ti (5,5%) и ^{50}Ti (5,4%). Электронная конфигурация внеш. оболочек $3s^2p^6d^24s^2$. Энергии последоват. ионизации 6,82, 13,58, 27,48, 43,25 и 99,27 эВ. Кристаллохим. радиус атома Т. 0,146 нм, радиус иона Ti^{2+} 0,078 нм, Ti^{3+} 0,069 нм, Ti^{4+} 0,064 нм. Значение электроотрицательности 1,5. Работа выхода электронов 4,0 эВ.

В свободном виде — серебристо-белый, устойчивый к коррозии металл. При обычном давлении существует в двух модификациях: α-Ti и β-Ti, темп-ра фазового перехода 882 °С, теплота перехода 87,4 кДж/кг. Кристаллич. решётка α-Ti гексагональная с параметрами $a=295{,}1$ пм, $c=467{,}9$ пм; кристаллич. решётка β-Ti объёмно центрированная кубическая. При давлении >9 ГПа и темп-ре >900 °С α-Ti переходит в гексагональный ω-Ti. Для α-Ti плотн. 4,505 кг/дм^3. Характеристики Т.: $t_{пл}=1660\pm20$ °С, $t_{кип}=3287$ °С, теплоёмкость $c_p=25{,}1$ Дж/моль·К, теплота плавления 15 кДж/моль, теплота испарения 410 кДж/моль. Характеристическая темп-ра Дебая 430 К. Темп-ра перехода в сверхпроводящее состояние $T_c=0{,}387$ К. Выше 73 К Т. парамагнитен, магн. восприимчивость $3{,}2\cdot10^{-9}$ (при 20 °С). Уд. электрич. сопротивление 0,58 мкОм·м (при 300 К), температурный коэф. электрич. сопротивления (в интервале 273—293 К) $3\cdot10^{-3}$ К$^{-1}$. Теплопроводность Т. чистотой 99,9% при 293 К 21,9 Вт/(м·К). Температурный коэф. линейного расширения (в интервале 153—1133 К) $9{,}2\cdot10^{-6}$ К$^{-1}$. Тв. по Виккерсу электролитич. Т. 790—800 МПа. Для производимого отечественного техн. Т. марок модуль нормальной упругости 103 ГПа, модуль сдвига 39,2 ГПа.

Т. отличается устойчивостью к коррозии в окислительных и хлорсодержащих средах. В хим. соединениях проявляет степени окисления +4 (наиболее часто) и реже +3 и +2. Вследствие гидролиза жидкий $TiCl_4$ сильно дымит на воздухе и используется как трассёр, для маскировки в военном деле и т. д.

Металлич. Т. широко применяется как высокопластичный конструкционный материал. В виде сплавов с Al, V, Mo, Cr, Fe и с др. металлами используется в авиац. и ракетной технике, морском судостроении и т. д. Диоксид Т. TiO_2 — компонент эмалей, глазурей, пигмент для лакокрасоч. материалов, резин, пластмасс. Карбид Т. и нитрид Т. применяют как жаропрочные материалы, компоненты керметов. Из искусственно полученных радионуклидов находит применение ^{44}Ti (распад по типу электронного захвата, $T_{1/2}=47$ лет).

С. С. Бердоносов.

ТЛЕЮЩИЙ РАЗРЯД — *электрический разряд в газе*, характеризующийся термодинамич. неравновесностью и квазинейтральностью возникающей плазмы. Эфф. темп-ра электронов в Т. р. существенно выше темп-ры газа и электродов, термоэмиссия с к-рых отсутствует. Т. р. делятся на 2 класса: самостоятельный и несамостоятельный (с внеш. ионизатором). Каждый из этих разрядов подразделяется на виды в зависимости от рода источника электрич. питания: импульсный, стационарный, переменного тока. Каждый вид Т. р. может гореть в покоящемся газе и в потоке газа. Самостоятельные разряды отличаются геометрией: плоской и цилиндрической.

Наиб. подробно изучен Т. р., горящий в стеклянных трубках, к-рый широко применяется в технике: лампы дневного света, разл. осветит. приборы, *газовые лазеры* малой и ср. мощности. Т. р., горящий между плоскими электродами, используется в *тиратроне* и импульсных лазерах, Т. р., горящий в потоке газа, — в плазмохим. реакторах и для накачки активной среды мощных непрерывных и импульсно-периодич. газовых лазеров.

Общие свойства. Т. р. получил своё название из-за наличия на одном из электродов (катоде) т. н. тлеющего свечения (ТС, рис. 1). Это свечение обусловлено большим падением потенциала в узком слое объёмного заряда вблизи катода. Вблизи анода также имеется тонкий слой объёмного заряда, наз. анодным слоем (АС). Остальная часть

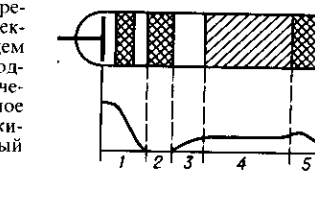


Рис. 1. Внешний вид и распределение напряжённости электрического поля в тлеющем разряде в трубке: *1* — катодный слой; *2* — тлеющее свечение; *3* — фарадеево тёмное пространство; *4* — положительный столб; *5* — анодный слой.

межэлектродного промежутка занята квазинейтральной плазмой. К зоне ТС примыкает область фарадеева тёмного пространства (ФТП), переходящая в положительный столб (ПС), к-рый является самостоят. частью разряда, не зависящей от др. слоёв разряда.

Толщина катодного слоя (КС) и его характерные времена весьма малы, поэтому он наиб. автономен и его свойства являются общими для большинства видов Т. р. Наличие большого скачка потенциала на КС стационарного Т. р. (200—400 В) обусловлено тем, что поле в КС должно обеспечивать интенсивную ионизацию и усиление ионного и электронного токов. Ширина КС d равна неск. длинам ионизации электроном атомов или молекул газа. Если ср. плотность тока на катоде меньше величины нормальной плотности тока $j_н$, то ТС покрывает лишь часть катода. При увеличении тока площадь, занятая током, увеличивается пропорционально току, а напряжение на КС постоянно и равно нормальному катодному падению. Это важное свойство Т. р. наз. законом нормальной плотности тока. Гидродинамич. модель (Энгеля — Штеенбека) однородного вдоль катода КС постулирует, что величины $U_н$ и $j_н$ равны мин. напряжению и соответствующей ему плотности тока теоретич. вольт-амперной характеристики (ВАХ). Эта мо-

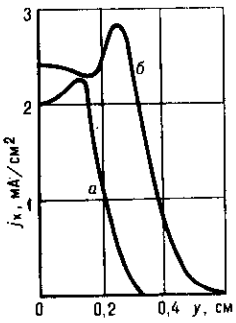


Рис. 2. Распределение плотности тока на катоде в тлеющем разряде в азоте (расчёт) при давлении $p=5$ тор, межэлектродном расстоянии 1 см; *а* — при токе $I=0{,}75$ mA, *б* — при $I=1{,}5$ mA.

дель правильно описывает *подобия законы*, наблюдаемые экспериментально: $j_н/p^2$, $pd_к$, $U_к$ зависят только от рода газа и материала катода. Однако количеств. совпадение теории с экспериментом носит скорее случайный характер. Постулат Энгеля — Штеенбека и закон нормальной плотности тока нашли подтверждение в рамках двумерных нестационарных гидродинамич. ур-ний, решённых численными методами (рис. 2).

Аналогичные явления имеют место на аноде Т. р. Электроны, выходящие из плазмы ПС, ускоряются на скачке потенциала АС и также, как и вблизи катода, производят ионизацию газа. Однако здесь ионизация не столь сильна, но она необходима, т. к. эмиссия ионов с холодного анода отсутствует. В стационарном Т. р. закон нормальной плотности тока проявляется в покоящемся газе, при отсутствии потока газа. Гидродинамич. модель плоского анодного слоя, учитывающая кинетич. эффекты, объясняет законы подобия: $j_н/p^2$, $U_н$ зависят только от рода газа. Неустойчивость плоского АС имеет теоретич. объяснение в рамках гидродинамич. ур-ний, в этом приближении структура стационарного анодного пятна определяется диффузией электронов.

Свойства др. областей Т. р. (ТС, ФТП и ПС) довольно сильно зависят от вида разряда. Рассмотрим их на примере классич. вида Т. р. — разряда в трубке с электродами на концах.

Т. р. постоянного тока в трубке. Поскольку толщина КС порядка длины ионизации, часть электронов, ускоряясь на катодном скачке потенциала, набирает энергию, равную этому потенциалу. В результате интенсивной ионизации газа этим пучком электронов в области ТС образуется светящийся слой плазмы большой плотности. Величина электрич. поля здесь близка к нулю. По мере продвижения от области ТС по направлению к аноду плотность плазмы падает из-за рекомбинации и амбиполярной диффузии, электрич. поле растёт, но ещё недостаточно для ионизации и возбуждения атомов (область ФТП). Далее, в области ПС электрич. поле достигает величины, при к-рой ионизация электронами, набирающими энергию в этом поле, становится существенной. Для электрич. поля в ПС справедлив закон подобия $E/p=f(pR)$, вытекающий из равенства скоростей ионизации и потерь за счёт амбиполярной диффузии к стенкам (теория Шоттки). ВАХ ПС не зависит от тока, плотность плазмы пропорциональна плотности тока. Для молекулярных газов с ростом тока необходимо учитывать процессы объёмной *рекомбинации*, приводящие к слабому росту напряжения на ПС, при дальнейшем увеличении тока происходит нагрев газа (для молекулярных газов). В атомарных газах при увеличении тока в первую очередь газ разогревается, плотность его уменьшается и, как следствие, уменьшается напряжение на ПС. ВАХ при этом падающая.

Электроны в ПС термодинамически неравновесны. Их эфф. темп-ра существенно превосходит темп-ру атомов и молекул и составляет 2—3 эВ. Это обстоятельство и однородность E/p в длинных трубках используются для создания инверсной населённости атомов и молекул в газовых лазерах.

Плоский самостоятельный Т. р. Потребности практики в поддержании Т. р. в больших объёмах привели к реализации плоских разрядов, где расстояния между боковыми стенками превышают межэлектродное расстояние L. Плоский разряд используют при средних (10—100 тор) и высоких (>100 тор) давлениях. Плоский Т. р. сохраняет все осн. черты Т. р. в трубке, однако область ФТП определяется балансом процессов амбиполярного дрейфа и рекомбинацией, а потери за счёт диффузии к боковым стенкам несущественны. Поскольку характерный размер ФТП $L_ф$ в этом случае не зависит от давления газа, Т. р. оказывается существенно неоднородным и при ср. давлениях. Напр., для азота $L_ф$ [см] $=0{,}1/j$ [$A\cdot см^{-2}$]. Вольт-амперная характеристика ФТП растущая: $U\propto\sqrt{jL^3p}$.

В сильноточных разрядах повышенного давления все неоднородные области КС, АС, ФТП малы. При средних

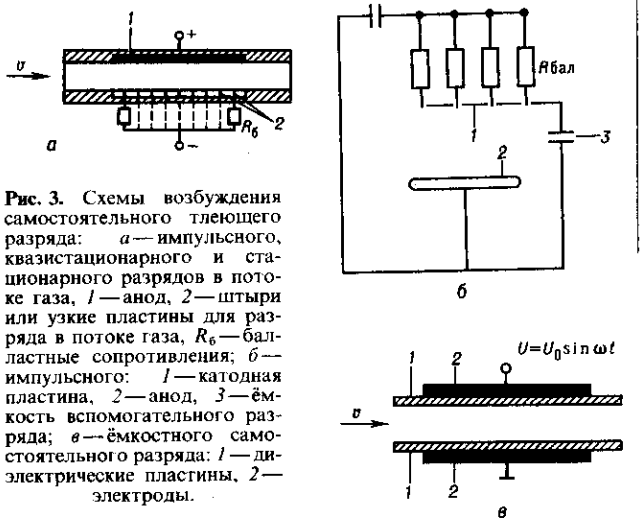


Рис. 3. Схемы возбуждения самостоятельного тлеющего разряда: *а* — импульсного, квазистационарного и стационарного разрядов в потоке газа, *1* — анод, *2* — штыри или узкие пластины для разряда в потоке газа, $R_б$ — балластные сопротивления; *б* — импульсного: *1* — катодная пластина, *2* — анод, *3* — ёмкость вспомогательного разряда; *в* — ёмкостного самостоятельного разряда: *1* — диэлектрические пластины, *2* — электроды.

и высоких давлениях нормальная плотность тока на катоде существенно превышает плотности тока, используемые на практике. Для того чтобы избежать стягивания тока на катоде (см. *Контракция газового разряда*) и следующего за этим образования дуги, катод делят на секции, искусственно распределяя ток в среднем равномерно по катоду (рис. 3, *а*). Такой катод представляет из себя набор штырей, присоединённых через сопротивления к общей шине. При возрастании тока, стекающего на один штырь, напряжение на нём падает, что приводит к ограничению тока. Избежать контракции можно также за счёт поддержания разряда короткое время (~1 мкс), чтобы неустойчивость не успела развиться, т. е. с помощью спец. системы питания реализуют импульсный Т. р. Однако и в этом случае необходимо принимать спец. меры для однородного пробоя газа, т. к. из-за стримерного характера пробоя разряд, минуя фазу тлеющего, переходит в дугу. Электроды могут быть сплошными, однако либо вблизи катода, либо в объёме создаётся предварительная ионизация с помощью вспомогат. электрода, помещённого вблизи катода или вне разрядного промежутка. При подаче напряжения сначала возникают разряды между катодом и вспомогат. электродом — образуется *плазменный катод*, затем импульсный Т. р. развивается в основном разрядном промежутке (рис. 3, *б*). Однородность квазистационарного и импульсного разрядов с секционир. катодами зависит от расстояния между штырьками. Для стабилизации Т. р. применяются также комбинир. Т. р. и разряд переменного тока.

Т. р. комбинированный и переменного тока. Хотя технически эти виды разряда отличаются весьма существенно, их роднит общность механизма протекания тока. В обоих разрядах ток течёт по рекомбинирующей плазме; ионизация осуществляется в течение короткого промежутка времени периодически с частотой, большей обратного времени рекомбинации. В т. н. комбинир. разряде ионизация

происходит при подаче вспомогат. высоковольтных импульсов напряжения на штырьки. Осн. разряд поддерживается между катодом и анодом от источника пост. напряжения. Поскольку плотность плазмы не зависит от пост. напряжения, такой разряд в промежутке между импульсами является несамостоятельным. Т. о., комбинир. Т. р. состоит из 2 разрядов: самостоятельного и несамостоятельного.

В разряде переменного тока ионизация осуществляется в момент макс. напряжения на разрядном промежутке, остальное время такой Т. р. также является несамостоятельным. Характерная особенность такого разряда — простота реализации секционирования катода: его покрывают изоляционным слоем с большой диэлектрич. проницаемостью (рис. 3, *в*), являющимся реактивным балластным сопротивлением. Использование такого балласта значительно повышает кпд разряда по сравнению с разрядом пост. тока с активным сопротивлением (рис. 3, *а*). Механизм протекания тока в Т. р. переменного тока существенно зависит от частоты источника питания и проводимости плазмы σ. При низких частотах (10—100 кГц), когда $\omega/4\pi\sigma \ll 1$, в каждом полупериоде происходит распад и формирование КС и АС. Т. к. период колебаний меньше времени рекомбинации плазмы, зона ФТП не успевает установиться в течение полупериода, поэтому низкочастотный Т. р. более однородный по сравнению с Т. р. пост. тока. При повышении частоты омический ток сравнивается с током смещения ($\omega/4\pi\sigma \approx 1$). Это происходит прежде всего в КС, т. к. в нём проводимость σ самая маленькая. Расчёты и эксперимент показывают, что и в этом случае на электродах ток может контрагировать. Здесь также проявляется закон нормальной плотности тока (см. выше). В таком разряде вблизи анода и катода образуются слои квазинейтральной плазмы повышенной плотности. Характерный размер этих слоёв определяется амбиполярным дрейфом за счёт нарушения электронейтральности плазмы. Если межэлектродное расстояние L не превышает характерного размера приэлектродных слоёв, то в ПС ионизация несущественна и ВАХ растущая: $U \propto L^{3/2} p^{3/4} j^{1/2}$. Когда $\omega/4\pi\sigma \gg 1$ и замыкание тока КС и АС осуществляется токами смещения, необходимость в интенсивной ионизации отпадает, приэлектродные ВАХ обладают положит. дифференц. сопротивлением, и эти слои оказывают стабилизирующее влияние на разряд.

Несамостоятельный Т. р. отличается от самостоятельного тем, что проводимость его поддерживается с помощью внеш. ионизатора (рис. 4). Поэтому важнейшей характеристикой Т. р. E/p можно управлять в широких пределах

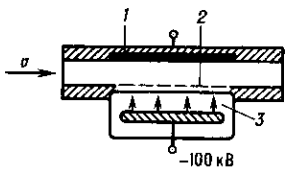


Рис. 4. Схема возбуждения несамостоятельного разряда: *1* — анод; *2* — катод; *3* — электронный пучок.

и независимо от тока. Широко распространён несамостоятельный Т. р., поддерживаемый пучком быстрых электронов (~200 кэВ). Чем больше ток пучка, тем выше концентрация разрядной плазмы. Структура несамостоятельного Т. р. похожа на структуру самостоятельного Т. р. На КС внеш. ионизация существ. влияния не оказывает, т. к. ударная ионизация превосходит внешнюю. Этот слой может контрагировать, как и в самостоят. Т. р. Однако характер контракции здесь иной. Разряд на катоде разбивается на множество пятен (рис. 5). Поскольку ПС несамостоятельного Т. р. обладает большим положит. дифференц. сопротивлением, он оказывает стабилизирующее воздействие на КС и препятствует слиянию пятен. Как и в самостоят. разряде, контракция на катоде не возникает при использовании импульсов малой длительности (≤ 1 мкс). В несамостоятельном Т. р. пост. тока кол-во пятен пропорционально полному току. Внеш. ионизатор оказывает стабилизирующее влияние на АС, и анодным падением, как правило, можно пренебречь. Несамостоятельный Т. р. может гореть в больших объёмах в широком диапазоне давлений и токов и используется для накачки мощных газовых лазеров.

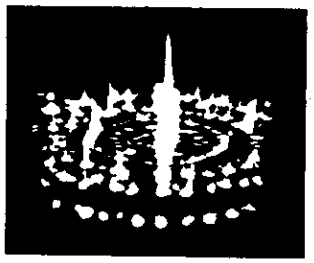


Рис. 5. Светящаяся поверхность катода в несамостоятельном разряде; видны проводящие каналы, зарождающиеся на катодных пятнах.

Т. р. в потоке газа наиболее важен для практич. применения. Поток газа прокачивают через разл. виды Т. р. для того, чтобы увеличить охлаждение газовой среды. В покоящемся газе охлаждение за счёт теплопроводности часто оказывается недостаточным для практич. потребностей. Поток газа, проходя через разряд, ионизуется, и плазма выносится потоком за пределы электродной системы. Кроме того, охлаждение потоком существенно изменяет температурное поле и соответственно величину E/N (N — концентрация нейтрального газа), последняя, в свою очередь, очень сильно влияет на проводимость самостоят. разряда. Часто используется схема поперечного разряда, когда вектор скорости потока газа нормален вектору напряжённости электрич. поля (рис. 3, 4). В таком разряде КС находится в глубине пограничного слоя и практически не отличается от КС Т. р. в покоящемся газе. Весьма существенно поток изменяет свойства АС. Если поток ламинарный, то неустойчивость АС приводит к образованию на аноде полос, вытянутых вдоль потока. В турбулентном потоке наблюдаются хаотичное образование и размытие анодных пятен.

Поддержание фронта ионизации ПС Т. р. при невысоких скоростях газа и давлениях возможно за счёт амбиполярной диффузии, к-рая выносит плазму навстречу потоку. Без учёта рекомбинации и нагрева газа баланс плазмы определяется равенством скоростей ионизации и выноса плазмы потоком газа. Напряжение на разряде U не зависит от тока. При учёте рекомбинации ВАХ разряда $U(j)$ — слабо растущая ф-ция, а при больших значениях тока, когда существен нагрев газа, $U(j)$ — слабо падающая, неустойчивая. Остаётся неясным механизм поддержания

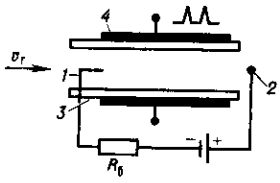


Рис. 6. Схема возбуждения комбинированного продольного разряда: *1* — катодный штырь; *2* — анодная трубка; *3* — диэлектрическая пластина; *4* — электрод вспомогательного разряда.

в потоке газа ФТП, где нет ионизации. Возможно, здесь играют роль процессы амбиполярного дрейфа электронов из зоны ТС. При пониженных давлениях в качестве катода используется охлаждаемая водой трубка, расположенная поперёк потока газа, анод — сплошная металлич. пластина. Для улучшения устойчивости такого разряда секционируют анод.

Наряду с поперечным разрядом на практике применяют также продольный разряд, в к-ром электрич. поле направлено навстречу потоку газа (рис. 6). Для улучшения устойчивости этого разряда ионизацию создают с помощью повторяющихся высоковольтных импульсов, прикладываемых поперёк потока.

Т. р. в электроотрицательных газах. В таких разрядах в целом сохраняется структура разряда в электроположит. газах. Наиб. существенно изменяются свойства ФТП, эта зона протяжённее, чем в обычном Т. р., и может занимать

весь разрядный промежуток. Важными здесь являются процессы рекомбинации положит. и отрицат. ионов.

Неустойчивости Т. р., вызывающие волны и домены, можно приблизительно разбить на 3 больших класса: электродинамические, тепловые и доменные. Электродинамические неустойчивости (упоминавшиеся выше) проявляются в виде шнурования тока на электродах в КС и АС и связаны с отрицат. дифференц. сопротивлением этих слоёв. Во мн. случаях эти неустойчивости приводят к появлению тепловых неустойчивостей из-за резкого увеличения скорости ионизации вследствие нагрева газа и его прорежения либо из-за возбуждения колебат. или электронных уровней молекул и атомов. На рис. 5 хорошо видно прорастание токового канала из катодного пятна в импульсном несамостоятельном Т. р. Этот токовый канал может приводить к более быстрому замыканию межэлектродного канала по сравнению с неустойчивостью, однородной вдоль электрич. поля. Это связано с тем, что на головке канала может существенно усиливаться электрич. поле, как в обычном стримере, что приводит к ускоренному распространению канала. В Т. р. в потоке газа такие шнуры выносятся потоком и снова возникают в межэлектродном пространстве. Они являются причиной низкочастотных (~кГц) колебаний.

Доменная неустойчивость (см. *Низкотемпературная плазма*) в Т. р. приводит к возбуждению высокочастотных (МГц) колебаний, связанных с образованием слоёв с повышенным сопротивлением, бегущих вдоль электрич. поля. Из-за N-образной зависимости дрейфовой скорости электронов от поля могут возбуждаться домены, аналогичные доменам Гана в полупроводниках. В электроотрицат. газах (имеющих отрицат. ионы) с увеличением E сильно растёт скорость прилипания электронов, что приводит к возникновению неустойчивости. Эта неустойчивость во многом аналогична рекомбинационным доменам в полупроводниках. Домены большой амплитуды движутся от катода к аноду с большой скоростью (~10^6 см/с) и существенно изменяют нек-рые характеристики ПС Т. р.: $\langle E/p \rangle$ и т. д.

По внеш. проявлению на доменную неустойчивость похожи *страты*. Однако они имеют др. природу и объясняются действием разл. механизмов усиления ионизации, напр. за счёт ступенчатой ионизации и электрон-электронных соударений.

Лит.: Браун С., Элементарные процессы в плазме газового разряда, [пер. с англ.], М., 1961; Грановский В. Л., Электрический ток в газе. Установившийся ток, М., 1971; Веденов А. А., Физика электроразрядных CO_2-лазеров, М., 1982; Баранов В. Ю., Напартович А. П., Старостин А. Н., Тлеющий разряд в газах повышенного давления, в кн.: Итоги науки и техники, сер. Физика плазмы, т. 5, М., 1984; Велихов Е. П., Ковалев А. С., Рахимов А. Т., Физические явления в газоразрядной плазме, М., 1987; Райзер Ю. П., Физика газового разряда, М., 1987; Голубев В. С., Пашкин С. В., Тлеющий разряд повышенного давления, М., 1990; Королев Ю. Д., Месяц Г. А., Физика импульсного пробоя газов, М., 1991.

Г. Г. Гладуш.

ТОЖДЕ́СТВЕННОСТИ ПРИ́НЦИП — фундаментальный принцип квантовой механики, согласно к-рому состояния системы, получающиеся друг из друга перестановкой тождественных частиц местами, неразличимы и должны рассматриваться как одно физ. состояние. Тождественными частицами (ТЧ) считаются частицы, обладающие одинаковыми массой, спином, электрич. зарядом и др. внутр. характеристиками (*квантовыми числами*); ТЧ являются, напр., все электроны Вселенной.

Т. п. — одно из осн. положений квантовой механики, отличающих её от классической. В рамках последней в принципе всегда можно проследить за движениями отд. частиц по их траекториям и, следовательно, отличить их друг от друга. В квантовой механике ТЧ полностью лишены индивидуальности, неразличимы. Волновая функция ψ частицы, описывающая её состояние, позволяет лишь определить вероятность $|\psi|^2$ нахождения частицы в данной точке пространства. Если волновые ф-ции ТЧ перекрываются (т. е. перекрываются области возможного обнаружения ТЧ), то говорить о том, какая из частиц находится в данной точке, нет смысла, можно лишь оценить вероятность нахождения в этой точке одной из этих частиц.

Существо Т. п. составляет тот факт, что в природе реализуются лишь 2 класса волновых ф-ций для систем ТЧ: симметричные волновые ф-ции, знак к-рых не меняется при перестановке пространственных и спиновых координат любых двух ТЧ, и антисимметричные,— знак к-рых при подобной перестановке изменяется. Согласно квантовой теории поля, симметричные волновые ф-ции описывают частицы с целым спином (фотоны, π-мезоны и т. д.), а антисимметричные — частицы с полуцелым спином (электроны, протоны, нейтроны и т. д.), для к-рых справедлив *Паули принцип*.

Т. п. и вытекающие из него требования симметрии волновых ф-ций для системы ТЧ приводят к важнейшему квантовому эффекту, не имеющему аналога в классич. механике,— существованию *обменного взаимодействия*. Т. п. явился основанием для объяснения В. Гейзенбергом (W. Heisenberg) наличия 2 состояний атома гелия — орто- и парагелия.

Лит. см. при ст. *Квантовая механика.*

А. Б. Говорков.

ТОК в квантовой теории поля — матем. выражение, описывающее превращение одной частицы в другую или рождение пары частица — античастица. Представляет собой оператор (оператор плотности 4-мерного тока), преобразующийся как 4-мерный вектор при *Лоренца преобразованиях*. Различают: 1) *векторный ток* и аксиально-векторный, или *аксиальный ток*, отвечающие превращениям (переходам) соответственно с изменением и без изменения *внутренней чётности* и *зарядовой чётности*; 2) *электромагнитный ток* и слабый Т., описывающие переходы за счёт эл.-магн. и слабого взаимодействия; 3) адронный и лептонный Т., описывающие переходы адронов и лептонов; 4) *заряженный ток* и *нейтральный ток*, описывающие переходы соответственно с изменением электрич. заряда (или рождение заряженной пары) и без изменения заряда (или рождение пары с нулевым суммарным зарядом); 5) странный и нестранный Т., описывающие переходы с изменением и без изменения *странности*. Так, в процессе бета-распада нейтрона $n \to p + e^- + \tilde{\nu}_e$ переход $n \to p$ и рождение пары e^- и $\tilde{\nu}_e$ описываются слабыми заряженными нестранными векторным и аксиальным соответственно адронным и лептонным Т.

А. В. Ефремов.

ТОК ЭЛЕКТРИ́ЧЕСКИЙ — см. *Электрический ток.*

ТОКАМА́К (сокр. от «тороидальная камера с магн. катушками») — устройство для удержания высокотемпературной плазмы с помощью сильного магн. поля. Идея Т. была высказана в 1950 академиками И. Е. Таммом и А. Д. Сахаровым; первые эксперим. исследования этих систем начались в 1956.

Принцип устройства ясен из рис. 1. Плазма создаётся в тороидальной вакуумной камере, к-рая служит как бы

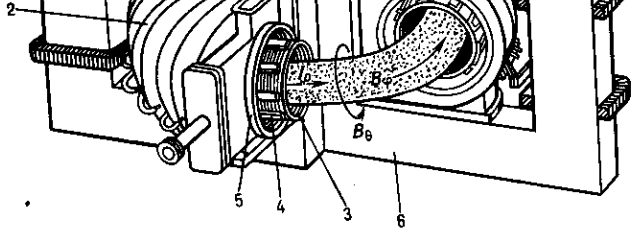


Рис. 1. Схема токамака: *1* — первичная обмотка трансформатора; *2* — катушки тороидального магнитного поля; *3* — лайнер, тонкостенная внутренняя камера для выравнивания тороидального электрического поля; *4* — катушки полоидального магнитного поля; *5* — вакуумная камера; *6* — железный сердечник (магнитопровод).

единственным замкнутым витком вторичной обмотки трансформатора. При пропускании нарастающего во времени тока в первичной обмотке трансформатора *1* внутри вакуумной камеры *5* создаётся вихревое продольное электрич. поле. При не очень большой начальной плотности газа (обычно используется водород или его изотопы) происходит его электрич. пробой и вакуумная камера заполняется плазмой с последующим нарастанием большого продольного тока I_p. В совр. крупных Т. ток в плазме составляет неск. миллионов ампер. Этот ток создаёт собственное полоидальное (в плоскости поперечного сечения плазмы) магн. поле B_θ. Кроме того, для стабилизации плазмы используется сильное продольное магн. поле B_φ, создаваемое с помощью спец. обмоток тороидального магн. поля. Именно комбинацией тороидального и полоидального магн. полей обеспечивается устойчивое удержание высокотемпературной плазмы (см. *Тороидальные системы*), необходимое для осуществления *управляемого термоядерного синтеза*.

Операционные пределы. Магн. поле Т. достаточно хорошо удерживает высокотемпературную плазму, но только в определённых пределах изменения её параметров. Первые 2 ограничения относятся к току плазмы I_p и её ср. плотности n, выраженной в единицах числа частиц (электронов или ионов) в 1 м^3. Оказывается, что при заданной величине тороидального магн. поля ток плазмы не может превышать нек-рого предельного значения, иначе плазменный шнур начинает извиваться по винтовой линии и в конце концов разрушается: развивается т. н. неустойчивость срыва тока. Для характеристики предельного тока используется коэф. запаса q по винтовой неустойчивости, определяемый соотношением $q=5B_\varphi a^2/RI_p$. Здесь a — малый, R — большой радиус плазменного шнура, B_φ — тороидальное магн. поле, I_p — ток в плазме (размеры измеряются в метрах, магн. поле — в теслах, ток — в МА). Необходимым условием устойчивости плазменного шнура является неравенство $q>1$, к-рое наз. критерием Крускала — Шафранова. Эксперименты показывают, что надёжно устойчивый режим удержания достигается лишь при значениях $q\gtrsim 2$.

Для плотности имеются 2 предела — нижний и верхний. Ниж. предел по плотности связан с образованием т. н. ускоренных, или *убегающих электронов*. При малой плотности частота столкновений электронов с ионами становится недостаточной для предотвращения их перехода в режим непрерывного ускорения в продольном электрич. поле. Ускоренные до высоких энергий электроны могут представлять опасность для элементов вакуумной камеры, поэтому плотность плазмы выбирается настолько большой, чтобы ускоренных электронов не было. С др. стороны, при достаточно высокой плотности режим удержания плазмы вновь становится неустойчивым из-за радиационных и атомарных процессов на границе плазмы, к-рые приводят к сужению токового канала и развитию винтовой неустойчивости плазмы. Верх. предел по плотности характеризуется безразмерными параметрами Мураками $M=nR/B_\varphi$ и Хьюгелла $H=nqR/B_\varphi$ (здесь ср. по сечению плотность электронов n измеряется в единицах 10^{20} частиц/м^3). Для устойчивого удержания плазмы необходимо, чтобы числа M и H не превышали нек-рых критич. значений.

При нагреве плазмы и повышении её давления появляется ещё один предел, характеризующий максимальное устойчивое значение давления плазмы, $p=n(T_e+T_i)$, где T_e, T_i — электронная и ионная темп-ры. Этот предел накладывается на величину β, равную отношению ср. давления плазмы к давлению магн. поля; упрощённое выражение для предельного значения β даётся соотношением Тройона $\beta_c=gI_p/aB_\varphi$, где g — числовой множитель, равный примерно $3\cdot 10^{-2}$.

Термоизоляция. Возможность нагрева плазмы до очень высоких темп-р связана с тем, что в сильном магн. поле траектории заряж. частиц выглядят как спирали, навитые на линии магн. поля. Благодаря этому электроны и ионы длительное время удерживаются внутри плазмы. И только за счёт столкновений и небольших флуктуаций электрич. и магн. полей энергия этих частиц может переноситься к стенкам в виде теплового потока. Эти же механизмы определяют величину диффузионных потоков. Эффективность магн. термоизоляции плазмы характеризуется энергетич. временем жизни $\tau_E=W/P$, где W — полное энергосодержание плазмы, а P — мощность нагрева плазмы, необходимая для поддержания её в стационарном состоянии. Величину τ_E можно рассматривать также как характерное время остывания плазмы, если мощность нагрева внезапно отключается. В спокойной плазме потоки частиц и тепла к стенкам камеры создаются за счёт парных столкновений электронов и ионов. Эти потоки вычисляются теоретически с учётом реальных траекторий заряж. частиц в магн. поле Т. Соответствующая теория диффузионных процессов наз. неоклассической (см. *Переноса процессы*). В реальной плазме Т. всегда присутствуют небольшие флуктуации полей и потоков частиц, поэтому реальные уровни потоков тепла и частиц обычно значительно превышают предсказания неоклассич. теории.

Эксперименты, проведённые на многих Т. разл. формы и размеров, позволили суммировать результаты исследований механизмов переноса в виде соответствующих эмпирич. зависимостей. В частности, были найдены зависимости энергетич. времени жизни τ_E от осн. параметров плазмы для разл. мод удержания. Эти зависимости наз. скейлингами; они успешно используются для предсказания параметров плазмы во вновь вводимых в строй установках.

Самоорганизация плазмы. В плазме Т. постоянно имеются слабонелинейные колебания, к-рые влияют на профили распределения темп-ры, плотности частиц и плотности тока по радиусу, как бы управляют ими. В частности, в центр. области плазменного шнура очень часто присутствуют т. н. пилообразные колебания, отражающие периодически повторяющийся процесс постепенного обострения и затем резкого уплощения профиля темп-ры. Пилообразные колебания предотвращают контракцию тока к магн. оси тора (см. *Контракция газового разряда*). Кроме того, в Т. время от времени возбуждаются винтовые моды (т. н. тиринг-моды), к-рые вне шнура наблюдаются в виде низкочастотных магн. колебаний. Тиринг-моды способствуют установлению более устойчивого распределения плотности тока по радиусу. При недостаточно осторожном обращении с плазмой тиринг-моды могут нарасти настолько, что вызываемые ими возмущения магн. поля разрушают магн. поверхности во всём объёме плазменного шнура, магн. конфигурация разрушается, энергия плазмы выбрасывается к стенкам и ток в плазме прекращается из-за её сильного охлаждения (см. *Тиринг-неустойчивости*).

Кроме этих объёмных колебаний существуют моды колебаний, локализованные на границе плазменного шнура. Эти моды очень чувствительны к состоянию плазмы на самой периферии, их поведение усложнено атомарными процессами. Внеш. и внутр. моды колебаний могут сильно влиять на процессы переноса тепла и частиц, они приводят к возможности перехода плазмы из одного режима магн. термоизоляции в другой и обратно. Если в плазме Т. распределение частиц по скоростям сильно отличается от распределения Максвелла, то возникает возможность для развития кинетич. неустойчивостей. Напр., при рождении большого кол-ва убегающих электронов развивается т. н. веерная неустойчивость, приводящая к трансформации продольной энергии электронов в поперечную. Кинетич. неустойчивости развиваются также при наличии ионов с высокой энергией, возникающих при дополнит. нагреве плазмы.

Нагрев плазмы. Плазма любого Т. автоматически подогревается за счёт джоулева тепла от протекающего по ней тока. Джоулева энерговыделения достаточно для получения темп-ры в неск. млн. градусов. Для целей управляемого термоядерного синтеза нужны темп-ры $>10^8$ К, поэтому все крупные Т. дополняются мощными системами *нагрева плазмы*. Для этого используются либо эл.-магн. волны разл. диапазонов, либо прямая инжекция быстрых

частиц в плазму. Для высокочастотного нагрева плазмы удобно использовать резонансы, к-рые отвечают внутр. колебат. процессам в плазме. Напр., нагрев ионной компоненты удобно осуществлять в диапазоне гармоник циклотронных частот либо осн. ионов плазмы, либо специально подобранных ионов-присадок. Нагрев электронов осуществляется при электронно-циклотронном резонансе.

При нагреве ионов с помощью быстрых частиц обычно используются мощные пучки нейтральных атомов. Такие пучки не взаимодействуют с магн. полем и проникают глубоко внутрь плазмы, там они ионизуются и захватываются магн. полем Т.

С помощью дополнит. методов нагрева темп-ру плазмы Т. удаётся поднять $>3\cdot10^8$ К, что вполне достаточно для протекания мощной термоядерной реакции. В будущих разрабатываемых Т.-реакторах нагрев плазмы будет осуществляться высокоэнергетичными альфа-частицами, возникающими при реакции слияния ядер дейтерия и трития.

Стационарный токамак. Обычно ток в плазме протекает только при наличии вихревого электрич. поля, создаваемого за счёт увеличения магн. потока в индукторе. Индукционный механизм поддержания тока ограничен во времени, так что соответствующий режим удержания плазмы является импульсным. Однако импульсный режим не является единственно возможным, нагрев плазмы может использоваться и для поддержания тока, если наряду с энергией в плазму передаётся и импульс, разный для разных компонент плазмы. Неиндукционное поддержание тока облегчается за счёт генерации тока самой плазмой при её диффузионном расширении к стенкам (бутстрэп-эффект). Бутстрэп-эффект был предсказан неоклассич. теорией и подтверждён затем экспериментально. Эксперименты показывают, что плазма Т. может удерживаться стационарно, и гл. усилия по практич. освоению стационарного режима направлены на повышение эффективности поддержания тока.

Дивертор, управление примесями. Для целей управляемого термоядерного синтеза требуется очень чистая плазма на основе изотопов водорода. Чтобы ограничить примесь др. ионов в плазме, в ранних Т. плазма ограничивалась т. н. лимитером (рис. 2, *а*), т. е. диафрагмой, не допускающей соприкосновения плазмы с большой поверхностью камеры. В совр. Т. используется гораздо более сложная дивертор ная конфигурация (рис. 2, *б*), создаваемая катушками полоидального магн. поля. Эти катушки необходимы даже для плазмы круглого сечения: с их помощью создаётся вертикальная компонента магн. поля, к-рая при взаимодействии с осн. током плазмы не позволяет плазменному витку выброситься на стенку по направлению большого радиуса. В дивертор ной конфигурации витки полоидального магн. поля расположены так, чтобы сечение плазмы было вытянуто в вертикальном направлении. При этом замкнутые магн. поверхности сохраняются только внутри сепаратрисы, снаружи её силовые линии уходят внутрь дивертор ных камер, где происходит нейтрализация потоков плазмы, вытекающих из осн. объёма. В дивертор ных камерах удаётся смягчить нагрузку от плазмы на дивертор ные пластины за счёт дополнит. охлаждения плазмы при атомарных взаимодействиях.

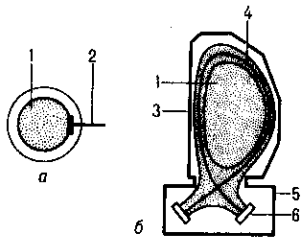


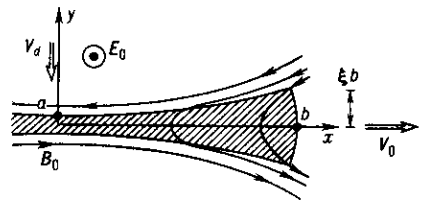
Рис. 2. Поперечный разрез плазмы круглого сечения (*а*) и вертикально вытянутого с образованием дивертор ной конфигурации (*б*): 1 — плазма; 2 — лимитер; 3 — стенка камеры; 4 — сепаратриса; 5 — дивертор ная камера; 6 — дивертор ные пластины.

Токамак-реактор. Гл. целью исследований на установках Т. является освоение концепции магн. удержания плазмы для создания *термоядерного реактора*. На Т. удаётся создать устойчивую высокотемпературную плазму с темп-рой и плотностью, достаточными для термоядерного реактора; установлены закономерности для термоизоляции плазмы; осваиваются методы поддержания тока и управления уровнем примесей. Работы на Т. переходят из фазы чисто физ. исследований в фазу создания эксперим. термоядерного реактора.

Лит.: Арцимович Л. А., Управляемые термоядерные реакции, 2 изд., М., 1963; Лукьянов С. Ю., Горячая плазма и управляемый ядерный синтез, М., 1975; Kadomtsev B. B., Tokamak plasma a complex physical system, L., 1992. *Б. Б. Кадомцев.*

ТО́КОВЫЕ СЛОЙ — слои в хорошо проводящей плазме, разделяющие магн. поля разл. направленности. Скачок магн. поля ведёт к возникновению тонкого слоя электрич. тока. В результате происходящего в слое *пересоединения* магн. силовых линий меняется топология магн. поля, что сопровождается переходом его энергии в тепло, излучение, энергию магнитогидродинамич. течений и ускоренных частиц.

Частным случаем Т. с. является *нейтральный токовый слой*, разделяющий противоположно направленные магн. поля. Однако для образования нейтрального Т. с. необходима слишком высокая симметрия источников поля, поэтому в реальных условиях космич. и лаб. плазмы формируются т. н. не-нейтральные — содержащие ненулевые поперечную $B_\perp$ и продольную $B_\parallel$ компоненты магн. поля Т. с. (рис.; $B_\perp$ и $B_\parallel$ — соответственно y- и z-компоненты поля). Др. словами, для образования Т. с. достаточно лишь одной пары пересоединяющихся компонент поля, B_0. Строго говоря, любой Т. с. конечной ширины не-нейтрален, однако физика процесса пересоединения меняется лишь для достаточно больших значений $B_\perp$ и $B_\parallel$.



Не-нейтральный токовый слой (симметричная половина не показана). V_a — скорость втекания плазмы в токовый слой.

Плазма вытекает из слоя с альвеновской скоростью V_0 через эфф. сечение, пропорциональное ξb, где $\xi = B_\perp / B_0$, b — полуширина Т. с. Поэтому наличие поперечной компоненты $B_\perp > (a/b)B_0$ существенно увеличивает охлаждение слоя тепловыми потоками и потоками плазмы вдоль силовых линий (a — полутолщина Т. с.). Скорость выделения энергии в таком слое гораздо больше, чем в нейтральном. Поперечная компонента стабилизирует *тиринг-неустойчивость* Т. с., а значит, увеличивает величину магн. энергии, к-рая может быть накоплена в слое.

Пересоединение практически всегда происходит в присутствии продольного поля $B_\parallel$, совпадающего по направлению с электрич. полем E_0. Сжатие плазмы внутри слоя сопровождается усилением $B_\parallel$. Это, с одной стороны, препятствует увеличению плотности плазмы, а с другой — приводит к появлению электрич. тока, циркулирующего в поперечном сечении слоя. В условиях конечной проводимости этот ток диссипирует, приводя к дополнит. джоулеву нагреву плазмы. Кроме того, продольная компонента удерживает в Т. с. быстрые заряж. частицы, способствуя их ускорению электрич. полем.

Свойства Т. с. с ненулевыми $B_\perp$ и $B_\parallel$ позволяют истолковать магнитосферные *суббури, вспышки на Солнце* и др. звёздах как процесс быстрого магн. пересоединения. Пересоединение в не-нейтральных Т. с. экспериментально проявляется, в частности, в ловушках типа *токамак*.

Лит.: Кадомцев Б. Б., Перезамыкание магнитных силовых линий, «УФН», 1987, т. 151, с. 3; Проблемы физики солнечных вспышек, М., 1988; Somov B. V. (ed.), Fundamentals of cosmic electrodynamics, Dordrecht — [a. o.], 1994; см. также лит. при ст. *Нейтральный токовый слой, Пересоединение.* *Ю. Э. Литвиненко.*

ТО́МАСА — ФЕ́РМИ А́ТОМ — квазиклассич. статистич. модель атома, основанная на применении *Томаса — Ферми теории* к атому с большим числом электронов ($Z \gg 1$). Исходным является предположение о непрерывном сферически-симметричном распределении плотности заряда $\rho(r)$ в атоме. Энергия электрона записывается в виде

$$\mathscr{E}(p, r) = \frac{p^2}{2m} + e\varphi(r), \qquad (1)$$

где r — радиус-вектор точки, e, m — заряд и масса электрона, p — его импульс, $\varphi(r)$ — электростатич. потенциал, определяемый *Пуассона уравнением*

$$\nabla^2\varphi(r) = -4\pi\rho(r). \qquad (2)$$

Электроны в атоме рассматриваются как ферми-газ с ферми-импульсом $p_F(r)$, определяемым из условия $\mathscr{E}(p_F, r) = 0$ (электрон находится в связанном состоянии при $p \leqslant p_F$). Плотность электронного заряда $\rho(r)$ связана с p_F и, соответственно, с φ соотношением

$$-\rho = -\frac{8\pi e p_F}{3(2\pi\hbar)^3} = \frac{8\pi(-2me)^{3/2}}{3(2\pi\hbar)^3}\varphi^{3/2}. \qquad (3)$$

Подстановка (3) в (2) даёт ур-ние для φ:

$$-\frac{1}{r}\frac{d^2(r\varphi)}{dr^2} = -\frac{4e(-2me)^{3/2}}{3\pi\hbar^3}\varphi^{3/2} \qquad (4)$$

с граничными условиями

$$\varphi \to \frac{Z|e|}{r} \quad \text{при } r \to 0;\ \varphi \to 0 \quad \text{при } r \to \infty. \qquad (5)$$

При переходе к безразмерным переменным

$$\chi = \frac{r|\varphi|}{Z|e|}, \quad x = \left[\left(\frac{9\pi^2}{128Z}\right)^{1/3}\frac{\hbar^2}{me^2}\right]^{-1} r \qquad (6)$$

получается ур-ние

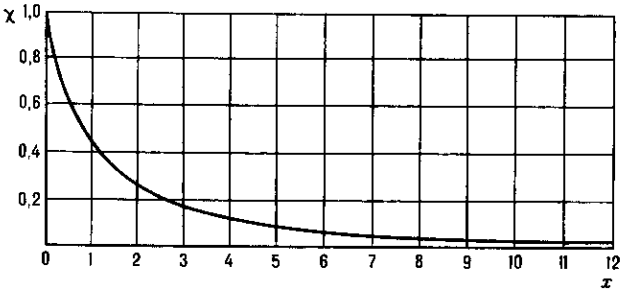
$$\frac{d^2\chi}{dx^2} = \frac{\chi^{3/2}}{\sqrt{x}} \qquad (7)$$

с граничными условиями

$$\chi \to 1 \text{ при } x \to 0,\ \chi \to 0 \text{ при } x \to \infty. \qquad (8)$$

Краевая задача (7), (8) решается численно. Результатом является универсальная табулированная ф-ция, к-рая монотонно убывает, обращаясь в нуль лишь на бесконечности (рис.).

Условия применимости квазиклассич. приближения, лежащего в основе Т.— Ф. а., нарушаются на малых расстояниях от ядра ($r \ll \hbar^2/e^2m$) и вдали от него ($r \gtrsim \hbar^2/Ze^2m$). У тяжёлых атомов в области использования модели находится б. ч. электронов. Модель Т.— Ф. а. не передаёт всех деталей распределения электронной плотности внутри атома, но позволяет достаточно точно установить общий характер этого распределения.



С помощью модели Т.— Ф. а. можно вычислить полную энергию ионизации атома, т. е. энергию, необходимую для удаления всех электронов из нейтрального атома. Эта энергия равна половине энергии электростатич. взаимодействия между электронами, распределение к-рых описывается ф-лой (3) и ур-нием (4).

Модель Т.— Ф. а. не учитывает *обменного взаимодействия* между электронами. Связанные с ним эффекты — следующего порядка малости по параметру $Z^{-2/3}$. Поэтому учёт обменного взаимодействия требует одновременного учёта др. эффектов такого порядка.

Ур-ние (7) имеет также решения, не обращающиеся нигде в 0 и расходящиеся на бесконечности. Они определяют ф-цию $\chi(x)$ для нейтрального атома, на границе к-рого плотность заряда остаётся отличной от 0. Физически это соответствует «сжатому» атому, заключённому в нек-рый заданный конечный объём; такая модель оказалась полезной при изучении ур-ния состояния вещества при больших степенях сжатия.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Квантовая механика, 4 изд., М., 1989; Гомбаш П., Статистическая теория атома и ее применения, пер. с нем., М., 1951; его же, Проблема многих частиц в квантовой механике, пер. с нем., 2 изд., М., 1953; Левич В. Г., Вдовин Ю. А., Мямлин В. А., Курс теоретической физики, т. 2, М., 1962.

Э. М. Эпштейн.

ТО́МАСА — ФЕ́РМИ МЕ́ТОД — приближённый метод расчёта многочастичных квантовых систем высокой плотности; один из методов *самосогласованного поля*. Разработан Л. Томасом (L. Thomas, 1927) и независимо от него Э. Ферми (E. Fermi, 1928) для многоэлектронных атомов в осн. состоянии (*Томаса — Ферми атом*). Электрон в многоэлектронном атоме рассматривается в суммарном поле атомного ядра и всех остальных электронов, к-рые создают нек-рое центральносимметрич. поле, пропорциональное ср. плотности электронов в атоме. Ср. плотность электронов в свою очередь рассматривается как плотность вырожденного идеального *ферми-газа*, находящегося в этом ср. поле, и связана с ним через *ферми-энергию*. Это означает, что выбор ср. потенциала поля должен быть «самосогласованным».

На основе Т.— Ф. м. удалось объяснить порядок заполнения электронных оболочек в атомах, он позволяет также объяснить порядок заполнения нуклонами оболочек ядра.

ТО́МАСА — ФЕ́РМИ ТЕО́РИЯ — приближённая квазиклассич. статистич. теория неоднородных плотных многочастичных систем. Предложена для электронного газа высокой плотности Л. Томасом (L. Thomas) в 1926, развита Э. Ферми (E. Fermi) в 1928 применительно к многоэлектронным атомам. В Т.— Ф. т. распределение частиц в многочастичной системе характеризуется не волновой ф-цией, а зависящей от координат концентрацией (плотностью) частиц $n(r)$ (r — пространственная координата). При этом соотношения для однородного электронного газа применяются локально к неоднородному облаку заряда, к-рое существует в атомах, молекулах или твёрдых телах. Такое приближение оправдано, когда относит. изменение электронной плотности $n(r)$ или связанного с ней потенциала мало на расстояниях порядка де-бройлевской длины волны электрона.

В Т.— Ф. т. вводится понятие локального фермиевского импульса $p_F(r)$, связанного с $n(r)$ соотношением теории однородного *ферми-газа* при $T = 0$ К:

$$n(r) = \frac{p_F^3(r)}{3\pi^2\hbar^3}. \qquad (1)$$

Ввиду неоднородности системы возникает *самосогласованное поле* с потенциалом $V(r)$, действующее на электроны. Ферми-энергия системы $\mathscr{E}_F$ не зависит от координат (в противном случае частицы могли бы переместиться в пространстве так, чтобы ещё более уменьшить энергию системы) и связана с $p_F(r)$ и $V(r)$ соотношением

$$\mathscr{E}_F = \frac{p_F^2(r)}{2m} + eV(r), \qquad (2)$$

где m — масса частиц.

Из (1) и (2) следует соотношение

$$n(r) = \frac{(2m)^{3/2}}{3\pi^2\hbar^3}\left[\mathscr{E}_F - eV(r)\right]^{3/2}, \qquad (3)$$

справедливое при условии, что $eV(r) \leqslant \mathscr{E}_F$; в противном случае $n(r)=0$.

Др. условием, связывающим $n(r)$ и $V(r)$, является *Пуассона уравнение* для самосогласованного поля $V(r)$:

$$\nabla^2 V(r) = -4\pi e n(r), \qquad (4)$$

причём $\int n(r)\,dr = N$, где N — полное число электронов в системе (интеграл берётся по всему объёму).

Поле атомного ядра (в случае атома) либо заряженной примеси (в кристалле) в задаче об её экранировании обычно учитывается граничными условиями; заряд кристаллич. решётки (предполагаемый равномерно распределённым по объёму) учитывается введением дополнит. члена в правую часть ур-ния (4).

Нелинейное ур-ние для $V(r)$, получающееся из (3) и (4), решается либо численно (напр., в случае сферически симметричного атома решение протабулировано), либо в линейном приближении (в случае экранирования заряж. примеси). В дальнейшем Т.—Ф. т. была усовершенствована путём учёта обменных, корреляционных и релятивистских эффектов, поправок на градиент плотности, конечную темп-ру. Т.—Ф. т. применима, помимо многоэлектронных атомов и молекул, также к атомному ядру, внутризвёздной материи, экранированию зарядов в металлах и вырожденных полупроводниках и т. д.

Лит.: Гомбаш П., Проблема многих частиц в квантовой механике, пер. с нем., 2 изд., М., 1953; Киржниц Д. А., Полевые методы теории многих частиц, М., 1963; Слэтер Дж., Диэлектрики, полупроводники, металлы, пер. с англ., М., 1969; Теория неоднородного электронного газа, под ред. С. Лундквиста, Н. Марча, пер. с англ., М., 1987.

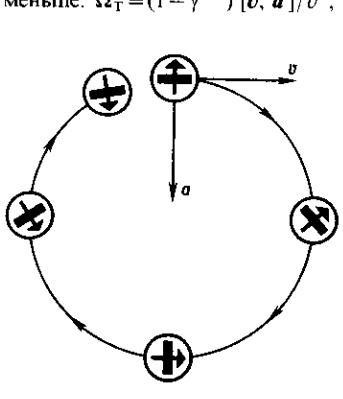
Э. М. Эпштейн.

ТОМАСОВСКАЯ ПРЕЦЕ́ССИЯ — релятивистский кинематич. эффект, заключающийся в том, что ось гироскопа поворачивается (прецессирует), когда его точка подвеса движется по криволинейной траектории (в общем случае гироскоп следует понимать как частицу, задающую определ. направление, напр. электрон со спином). В мгновенно сопутствующей (сопровождающей) инерциальной системе отсчёта угл. скорость прецессии

$$\Omega_T = \frac{\gamma-1}{v^2}[\boldsymbol{v}, \boldsymbol{a}],$$

где $\boldsymbol{v}$ и $\boldsymbol{a}$ — скорость и ускорение гироскопа в лаб. системе отсчёта, $\gamma=(1-v^2/c^2)^{-1/2}$. Если точка подвеса гироскопа движется по окружности радиусом r с пост. угл. скоростью ω, то $\Omega_T=\omega\{[1-(\omega r/c)^2]^{-1/2}-1\}$.

В лаб. системе отсчёта угл. скорость прецессии в γ раз меньше: $\Omega_T^{\wedge}=(1-\gamma^{-1})[\boldsymbol{v}, \boldsymbol{a}]/v^2$; в частности, при движении по окружности $\Omega_T^{\wedge}=\omega\left(1-\sqrt{1-(\omega r/c)^2}\right)$ (рис.).



Т. п. объясняется относительностью понятия криволинейного поступат. движения системы материальных точек. Если в одной инерциальной системе отсчёта K скорости всех точек тела в момент времени t одинаковы, то в другой инерциальной системе отсчёта K' в момент времени t' при ускоренном движении тела они будут разными (см. *Относительности теория*).

В квантовой физике Т. п. проявляется в осцилляции комплексных амплитуд вероятности спиновых состояний частицы в силовом поле.

Эффект предсказал в 1926 Л. Томас (L. Thomas); он учёл связанные с прецессией поправки при расчёте спин-орбитального взаимодействия в атоме водорода, получил согласующуюся с экспериментом тонкую структуру спектральных линий и правильно описал аномальный *Зеемана эффект*. Т. п. позволяет также качественно объяснить спин-орбитальное взаимодействие нуклонов в атомном ядре и причину «обращения» дублетов в ядре. В 1978 Т. п. была зарегистрирована для мюонов на ускорителе в ЦЕРНе. Влияние Т. п. приводит к сдвигу нуля интерференционной картины встречных волн де Бройля частиц (электронов, нейтронов и др.) в кольцевых интерференционных датчиках угл. скорости. Л. Шифф (L. Schiff) в 1960 предложил эксперимент по обнаружению классич. эффекта Т. п. с помощью гироскопа, установленного на ИСЗ, но существующий технол. уровень недостаточен для его реализации.

Лит.: Thomas L. H., «Nature», 1926, v. 117, p. 514; Шифф Л., Квантовая механика, пер. с англ., 2 изд., М., 1959; Schiff L. I., Possible new experimental test of general relativity theory, «Phys. Rev. Lett.», 1960, v. 4, № 5, p. 215; Джексон Дж., Классическая электродинамика, пер. с англ., М., 1965; Мёллер К., Теория относительности, пер. с англ., 2 изд., М., 1975; Field J. H., Picasso E., Combley F., Tests of fundamental physical theories from measurements of free charged leptons, CERN, Gen., 1978; Anandan J., Sagnac effect in relativistic and nonrelativistic physics, «Phys. Rev. D», 1981, v. 24, № 2, p. 338; Mashhoon B., Neutron interferometry in rotating frame of reference, «Phys. Rev. Lett.», 1988, v. 61, № 23, p. 2639.

Г. Б. Малыкин, Г. В. Пермитин.

ТОМОГРА́ФИЯ (от греч. tómos — сечение, слой) — метод исследования внутр. структуры разл. объектов (промышленных изделий, минералов, биол. тел и др.), заключающийся в получении послойных изображений объекта при облучении его рентг. лучами, ультразвуком или др. излучениями. Соответственно различают *рентгеновскую томографию* (радиационную), ультразвуковую, оптическую, магниторезонансную Т. и др.

Техника получения изображений отд. слоёв пространственных объектов разнообразна. Существуют методы продольного, поперечного, панорамного, симультанного томографирования с разл. вариантами проекц. облучения объектов. Особенно совершенное изображение получают в компьютерной (вычислительной) Т.

При томографич. регистрации изображения к.-л. слоя объекта источник излучения (напр., рентг. трубка) движется прямолинейно или по кругу в плоскости X_0, параллельной регистрируемому слою X_1, над объектом. Регистрирующий материал, обычно фотоплёнка, движется позади объекта в плоскости X_2, также параллельной плоскости движения источника, по аналогичным (подобным) траекториям, но в обратном направлении. Этим достигается стабилизация положения изображения регистрируемого слоя на фотоматериале, с одновременным размазыванием очертаний др. слоёв.

Интересна возможность одноврем. получения изображений мн. параллельных слоёв объекта (тела) на ряде фотоплёнок, расположенных одна над другой. Такой метод регистрации наз. симультанным. Симультанная Т. открывает возможность отображать в объёмной регистрирующей среде полное трёхмерное теневое изображение объекта, просвечиваемого рентг. лучами.

Принципиальная схема симультанного томографа показана на рис. 1. Точечный источник излучения $S(x, z=0)$ находится в плоскости $X_0(z=0)$. Точка объекта $A(x=0, z=R)$ лежит в плоскости X_1, удалённой на расстояние R от $X_0(z=R)$, на оси OZ, нормальной к обеим плоскостям X_0 и X_1. Теневое изображение точки A точка $A'(-\xi, z=H)$ лежит в плоскости $X_2(z=H)$, удалённой на расстояние H от X_0 и тоже нормальной к оси OZ.

Для того чтобы при перемещении источника S на величину Δx изображение точки объекта A проецировалось на прежний участок регистрирующей среды, её нужно передвинуть на расстояние $\Delta\xi$ в сторону, противоположную направлению движения источника. Обозначив $H/R=\mu$, из проекц. соотношений имеем: $\Delta\xi/\Delta x=(H-R)/R=\mu-1$. Соотношение скоростей движения источника излучения v_0 в плоскости X_0 и движения регистрирующей среды v_2 в плоскости X_2 должно быть: $v_2=-v_0(\mu-1)$.

Величина μ показывает также масштаб регистрируемого изображения $A'D'$ относительно размера объекта AD. Из геом. соотношений, представленных на рис. 1, очевидно, что для точки B справедливы такие же соотношения, как

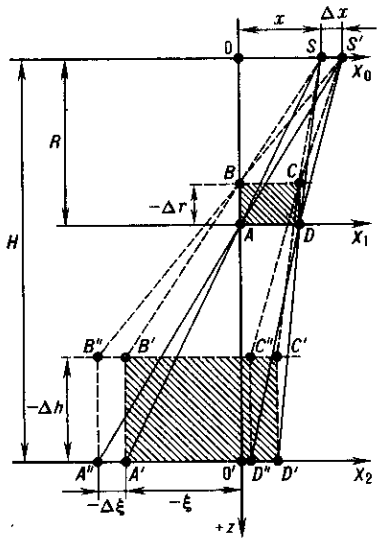


Рис. 1. Принципиальная схема симультанной томографической записи.

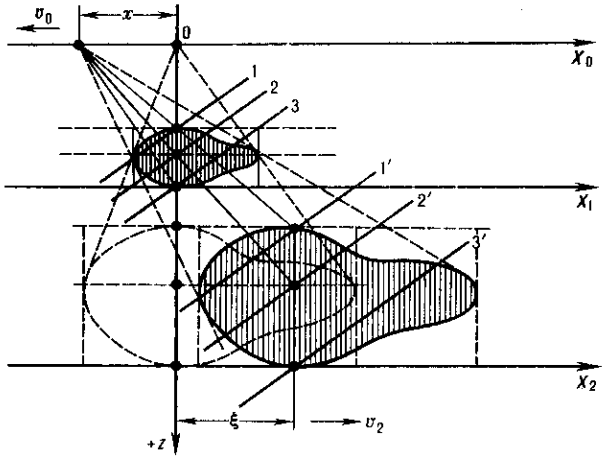


Рис. 2. Многослойная регистрация объёмного томографического изображения.

и для точки A, т. е. масштаб томографич. изображения в продольном направлении $AB \rightarrow A'B'$ таков же, как и в поперечном, т. е. получаемое объёмное изображение $A'B'C'D'$ оказывается ортоморфичным объекту $ABCD$ и увеличенным в μ раз.

В качестве объёмной регистрирующей среды можно использовать, напр., многослойный набор фотоплёнок, заключённых в общую кассету и расположенных любым образом. Напр., как показано на рис. 2, слои фотоплёнок $1', 2', 3'$ могут быть расположены наклонно к направлению движения кассеты. В этом случае на плёнках будут симультанно (одновременно) зарегистрированы изображения, соответствующие косым сечениям объекта $1, 2, 3$.

Кинематич. схема осуществления проекц. Т. возможна в 3 вариантах. Первый вариант, описанный выше, заключается в том, что просвечиваемый объект стоит неподвижно, а движется источник облучения и в противоположном направлении перемещается регистрирующая среда. Второй вариант может быть осуществлён с неподвижной регистрирующей средой и перемещающимися источниками и объектом. Третий вариант возможно осуществить с неподвижным источником и перемещающимися объектом и регистрирующей средой.

При обработке на ЭВМ, сравнивая оптич. плотности томографич. изображений смежных слоёв объекта, можно на изображении регистрируемого слоя в значит. мере ослабить паразитные засветки и тени от структурных элементов др. слоёв объекта и выделить слабоконтрастные детали регистрируемого слоя.

Применяя в качестве регистрирующей среды флюоресцентный экран и используя телевизионную систему для ввода изображения в ЭВМ, можно, последовательно перемещая экран по глубине томографич. изображения, непосредственно наблюдать на экране дисплея глубинное строение регистрируемых объектов.

Компьютерная томография основана на том, что при просвечивании рентг. излучением объекта со сложной внутр. структурой информация об этой структуре может быть восстановлена по вычислению пространственного распределения интенсивности излучения, прошедшего через объект. Для получения картины распределения вещества в тонком слое тела просвечивают данное сечение тела пучками параллельно или веерообразно идущих коллимированных рентг. лучей, проходящих через исследуемый слой с разных сторон. В каждом из последоват. положений измеряется интенсивность излучения, прошедшего сквозь контролируемый слой, с помощью детекторов, расположенных по периферии контролируемого сечения объекта. Измерения интенсивности излучения подаются в память ЭВМ, где накапливается массив данных, по к-рым затем вычисляются коэф. ослабления излучения или значения плотности материала (вещества) объекта во всех ячейках сетки, образованной пересечениями разнонаправленных лучей в данном слое. По рассчитанным коэф. ослабления излучения на экране дисплея компьютером формируется двумерное полутоновое изображение исследуемого сечения объекта.

Задача реконструкции изображения состоит в нахождении двумерного распределения линейного коэф. ослабления излучения $\mu(x, y)$ по известным экспериментально измеренным оценкам набора одномерных проекций (лучевых сумм вдоль прямых линий) $p(r, \varphi)$. Эта задача формально сводится к решению интегрального ур-ния для нормализованной величины линейной проекции вида

$$p(r, \varphi) = \ln [I_0(r, \varphi)/I(r, \varphi)] = \int_{r, \varphi} \mu(x, y)\, ds, \qquad (*)$$

где координата каждого отдельного луча в проекции определяется как $r = x\cos\varphi + y\sin\varphi$. Здесь I_0 и I — интенсивности излучения, к-рые детектор измерил бы в отсутствие объекта и в его присутствии соответственно. На рис. 3

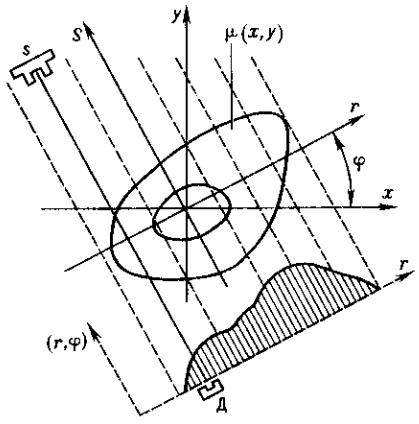


Рис. 3. Система координат при реконструкции плотности томографического изображения $\mu(x, y)$ по известным параллельным проекциям.

представлена система координат при реконструкции двумерного распределения $\mu(x, y)$ по известным параллельным проекциям $p(r, \varphi)$. Параллельным рядом прямых показано направление лучей от источника излучения S к детектору Д. Искомое распределение $\mu(x, y)$ можно восстановить с необходимой точностью, используя известные алгоритмы, к-рые подразделяют на 2 осн. группы: алгебраические и аналитические.

В рамках алгебраич. методов распределение $\mu(x, y)$ ищут в виде квадратной матрицы из n столбцов и n строк элементарных ячеек с постоянной, в пределах ячейки, рентг. плотностью μ. Осн. ур-ние принимает вид:

$$p_i = \sum_{i=1}^{N} \alpha_{ij}\mu_i,$$

где α_{ij} — весовой коэф., отражающий вклад i-й ячейки в j-ю лучевую сумму; N — общее число ячеек в изображении (для круглого объекта).

Аналитич. методы реконструкции наиболее строги, они базируются на преобразованиях Фурье, обычно их разделяют на 2 группы, отличающиеся процедурой решения: двумерная реконструкция Фурье и обратная проекция с фильтрацией. В последнем случае применимы 3 разновидности фильтрации: Фурье, по Радону и свёрткой.

К достоинствам метода компьютерной Т. относится то, что томографич. изображение представляет объективное распределение величины линейного коэф. ослабления излучения по воспроизводимому сечению. Это создаёт предпосылки для автоматизации расшифровки результатов и анализа контролируемых объектов. Получаемое изображение данного сечения не имеет теней или помех от структур, неоднородностей и деталей, содержащихся в др. слоях объекта. Высокая точность измерений и вычислений позволяет при анализе изображений различать вещества и ткани, весьма мало отличающиеся друг от друга по плотности. Совр. средства компьютерной Т. обеспечивают пространственное разрешение 0,5—0,2 мм; продольное разрешение соответствует толщине слоя (обычно 5—10 мм); разрешение по плотности контролируемого вещества (тканей) доведено до 0,1%.

Лит.: Хермен Г., Восстановление изображений по проекциям. Основы реконструктивной томографии, пер. с англ., М., 1983; Вайнберг Э. И., Клюев В. В., Курозаев В. П., Промышленная рентгеновская вычислительная томография, в кн.: Приборы для неразрушающего контроля материалов и изделий. Справочник, под ред. В. В. Клюева, 2 изд., т. 1, М., 1986. *Н. А. Валюс.*

ТОМОНА́ГА — ШВИ́НГЕРА УРАВНЕ́НИЕ — основное уравнение движения в *квантовой теории поля*, к-рое обобщает *Шрёдингера уравнение* и, в частности, является исходным пунктом для построения *матрицы рассеяния*.

Сразу же после открытия *квантовой механики* начались попытки расширить её на релятивистскую область. На этом пути возникла принципиальная трудность, связанная с тем, что в формализме квантовой механики (и в исходном для неё гамильтоновом методе, и в ур-нии Шрёдингера) время играет существенно выделенную роль. С др. стороны, в теории относительности время и пространственные координаты должны выступать совершенно симметрично, как компоненты одного 4-вектора.

Чтобы найти релятивистское обобщение ур-ния для эволюции состояний, потребовалось понять, что нерелятивистское время выступает как бы в двух разл. ипостасях, к-рые при релятивистском обобщении расщепляются. С одной стороны, это индивидуальное время события — именно это время должно быть симметрично координатам; с другой — оно служит общим «мировым» временем, упорядочивающим события в пространственно разнесённых точках. Релятивистским обобщением этой второй функции времени может служить любая совокупность взаимно пространственноподобных точек, такая, что любая времениподобная *мировая линия* включает одну и только одну точку этой совокупности. Такой совокупностью является пространственноподобная гиперповерхность $\sigma(x)$.

Временна́я эволюция системы состоит в переходе от характеристики системы на одной такой гиперповерхности к другой. При квантовом описании состояния системы характеризующая его *волновая функция* (или, как говорят, амплитуда состояния) $\Psi[\sigma]$ должна быть функционалом от гиперповерхности $\sigma(x)$, и, следовательно, релятивистское волновое ур-ние должно иметь форму ур-ния в вариационных производных

$$ih\frac{\delta\Psi[\sigma]}{\delta\sigma(x)} = H(x/\sigma)\Psi[\sigma], \qquad (*)$$

к-рое выражает изменение амплитуды состояния $\Psi[\sigma]$ при бесконечно малом изменении $\delta\sigma(x)$ гиперповерхности σ в окрестности 4-точки x. Здесь $H(x/\sigma)$ — плотность гамильтониана (кратко наз. *гамильтониан*) в точке x, лежащей на σ. Обычно Т.—Ш. у. применяют во *взаимодействия представлении*, тогда в H входит только гамильтониан взаимодействия H_{int}. Условием совместности ур-ний, получающихся при выборе для варьирования на одной σ разных точек x и y, является локальная коммутативность гамильтонианов в пространственноподобных точках:

$$[H(x), H(y)]_- = 0 \text{ для } x \sim y.$$

Ур-ние (*) в описанной форме было независимо введено С. Томонага (S. Tomonaga, 1946) и Ю. Швингером (J. Schwinger, 1948) и послужило основой для построения инвариантной *возмущений теории*.

Лит.: Tomonaga S., On a relativistically invariant formulation of the quantum theory of wave fields, «Prog. Theor. Phys.», 1946, v. 1, p. 27; Schwinger J., «Phys. Rev.», 1948, v. 74, p. 1939; Ахиезер А. И., Берестецкий В. Б., Квантовая электродинамика, 4 изд., М., 1981; Боголюбов Н. Н., Ширков Д. В., Введение в теорию квантованных полей, 4 изд., М., 1984. *Б. В. Медведев.*

ТО́МСОНА ЭФФЕ́КТ, объёмное выделение или поглощение тепла в проводнике при совместном действии электрич. тока и градиента темп-ры. Относится к *термоэлектрическим явлениям*, анализ к-рых, проведённый Томсоном, привёл к открытию эффекта. При наличии в проводящей среде градиента темп-ры ∇T и электрич. тока плотностью $\boldsymbol{j}$ тепловая мощность, выделяемая в единице объёма, равна:

$$Q = \rho j^2 + \tau(\boldsymbol{j}\nabla T).$$

Здесь τ — коэф. Томсона. Первый член описывает тепло Джоуля, второй — дополнит. выделение тепла или его поглощение в зависимости от направления тока $\boldsymbol{j}$ и ∇T, а также знака τ.

Т. э. связан с 2 факторами. Во-первых, т. к. коэф. Пельтье π (см. *Пельтье эффект*) непосредственно связан со ср. энергией частиц в потоке, то градиент темп-ры при наличии температурной зависимости $\pi(T)$ приводит к изменению ср. энергии носителей заряда вдоль образца. Это изменение при протекании тока сопровождается, в силу закона сохранения энергии, соответствующим выделением или поглощением тепла в объёме образца. Во-вторых, в выделении тепла при прохождении тока участвует электрич. поле $\boldsymbol{E}'$: $(\boldsymbol{jE}')$. Поле $\boldsymbol{E}'$ при наличии градиента темпры благодаря *термоэдс* содержит слагаемое $\alpha\nabla T$ (α — коэф. термоэдс), к-рое после умножения на j также даёт вклад в Т. э. Коэффициент Томсона связан с π и α соотношением Томсона

$$\tau = -\frac{\partial\pi}{\partial T} + \alpha = -T\,\partial\alpha/\partial T.$$

Учитывая соотношение Томсона, можно получить величину зависимости τ от темп-ры, концентрации носителей заряда n и др. параметров из соответствующих зависимостей α. В частности, если в проводнике имеется один тип носителей, в случае классич. статистики при изотропном квадратичном законе дисперсии носителей $\tau = -(3/2)(k/e) = \pm 129$ мкВ/К (e — заряд носителей).

Измерив $\tau(T)$ в широком интервале темп-р, можно затем путём интегрирования по темп-ре найти $\alpha(T)$. При этом определяется коэф. термоэдс одного материала, а не разность коэф. двух материалов, как при непосредственном измерении α и π. Это позволило, измерив τ и определив из него α в одном из металлов, получить абс. термоэлектрич. шкалу.

Техн. применения Т. э. не имеет, но должен учитываться в относительно точных расчётах термоэлектрич. устройств.

Лит. см. при ст. *Термоэлектрические явления.* *Ю. И. Равич.*

ТО́МСОНОВСКОЕ РАССЕ́ЯНИЕ СВЕ́ТА — рассеяние света свободным покоящимся электроном; процесс упругий с высокой точностью, т. е. происходит без изменения частоты. Сечение рассеяния вычислено Дж. Дж. Томсоном (J. J. Thomson) в 1912 и имеет вид:

$$\sigma_e = (8\pi/3) r_0^2 = 6{,}65 \cdot 10^{-25}\ \text{см}^2,$$

где $r_0 = e^2/mc^2$ — классич. радиус электрона. Подробнее см. в ст. *Рассеяние света.*

ТОН — акустич. сигнал определённой высоты; в простейшем случае — чистый тон, т. е. синусоидальный сигнал данной частоты. Т. может иметь тембральную окраску, т. е. содержать составляющие нескольких частот. Высота Т. определяется осн. частотой звука и в небольшой степени зависит от его громкости; она является одной из гл. характеристик звучания музыкальных инструментов.

ТО́НКАЯ СТРУКТУ́РА (мультиплетное расщепление) уровней энергии — расщепление уровней энергии (термов) атома, молекулы или кристалла, обусловленное гл. обр. *спин-орбитальным взаимодействием.* Тонкое расщепление уровней — причина возникновения Т. с. спектральных линий. Мультиплетное расщепление электронных уровней энергии молекул связано с т. н. взаимодействием спин — ось.

Спин-орбитальное взаимодействие играет осн. роль в атомах с одним электроном сверх заполненных оболочек, а также атомов, расположенных в середине и в конце периодич. системы. Число подуровней, на к-рое расщепляется уровень энергии с полным орбитальным моментом L и полным спином S при $S \leqslant L$, равно *мультиплетности* уровня энергии $2S+1$, а при $S > L$ оно равно $2L+1$.

Каждый подуровень (компонента Т. с.) характеризуется квантовым числом J полного момента импульса электрона: $\boldsymbol{J} = \boldsymbol{L} + \boldsymbol{S}$. Разности энергий между соседними компонентами Т. с. уровня энергии с данными L и S в большинстве случаев, когда понятие Т. с. имеет смысл, удовлетворяют правилу интервалов Ланде: $\mathscr{E}_J - \mathscr{E}_{J+1} = AJ$, где A — постоянная спин-орбитального взаимодействия, зависящая только от L и S. Для высоко возбуждённых уровней $A \propto (n^*)^{-3}$, где $n^* = n - \delta_l$ — эффективное главное квантовое число, δ_l — *квантовый дефект.* В многоэлектронных атомах правило интервалов Ланде иногда нарушается вследствие взаимодействия (наложения) конфигураций, а также магн. взаимодействий между спинами электронов и взаимодействий спина одного электрона с орбитальными моментами др. электронов (взаимодействие спин — чужая орбита). Последние два типа взаимодействий играют важную роль в гелиеподобных и нек-рых др. лёгких атомах и ионах.

В спектрах *водородоподобных атомов* ($S = 1/2$) сдвиг уровня энергии (с учётом зависимости массы от скорости) равен:

$$\Delta\mathscr{E}_{nJ} = -\mathrm{Ry}\,\alpha^2 Z^4 \left(\frac{1}{J+1/2} - \frac{3}{4n}\right) n^{-3},$$

где $\mathrm{Ry} = me^4/2h^2$; α — *тонкой структуры постоянная*; Z — заряд ядра; n — главное квантовое число.

Величина тонкого расщепления ниж. уровней у самых лёгких атомов (H, He, Li, Be) порядка 0,1 — 1 см^{-1} и быстро растёт с увеличением атомного номера (заряда ядра). Напр., расщепление осн. уровня энергии атома иода ($Z = 53$) составляет 7603 см^{-1}.

О Т. с. уровней энергии атома имеет смысл говорить лишь в том случае, когда достаточно хорошо выполняется приближение *LS*- или *jK*-связи (см. *Связь векторная*) и тонкое расщепление мало по сравнению с расстоянием между уровнями энергии.

Иногда термином «Т. с.» наз. пики или провалы в пределах контура спектральной линии, возникающие по к.-л. причине.

Лит. см. при статьях *Атом, Атомные спектры, Молекула.*

Е. А. Юков.

ТО́НКИЕ ЖИ́ДКИЕ ПЛЁНКИ (ТЖП) — плёнки жидкой фазы α, граничащие с одинаковыми β (симметричные ТЖП) или разными β и β′ (несимметричные ТЖП) текучими (жидкими или газообразными) фазами и имеющие столь малую толщину, что взаимодействие их межфазных границ становится существенным. Т. о., толщина ТЖП сопоставима с радиусом молекулярных корреляций в плёнке и граничащих фазах. Если фаза α — простая жидкость, то в обычных условиях толщина ТЖП составляет порядка неск. нм, однако достигает значит. размеров при приближении к критическому состоянию граничащих фаз, а также в том случае, когда ТЖП получены из растворов *полимеров*, мицеллярных *растворов* или *жидких кристаллов.*

К ТЖП по формальному признаку относят тонкие граничные слои жидкости на смачиваемых твёрдых поверхностях (см. *Смачивание*), жидкие прослойки между твёрдыми поверхностями, полимолекулярные адсорбц. слои *поверхностно-активных веществ* (ПАВ) на границе двух взаимно нерастворимых текучих фаз. К ТЖП относят также симметричные и несимметричные бислойные мембраны (в частности, бислойные липидные мембраны, образующие основу оболочек живых клеток; см. *Клеточные структуры*), состоящие из двух плотноупакованных слоёв амфифильных молекул, гидрофобные (углеводородные) радикалы к-рых ориентированы внутрь мембраны, а гидрофильные — в сторону граничащих водных фаз.

Свойства практически важных дисперсных систем и природных объектов — эмульсий, пен, мицеллярных растворов, дисперсий коацерватных капель, везикул, биологических клеток и др.— определяются свойствами ТЖП, содержащихся в таких системах. Само существование этих систем зависит от взаимодействия между граничащими фазами в ТЖП и устойчивости ТЖП к прорыву.

Взаимодействие между дисперсными частицами, реализуемое через ТЖП, а также реологич. свойства ТЖП в большей степени влияют на энергетич. параметры, а также на вязкость, пластичность, эластичность, прочность дисперсных систем (напр., высококонцентрированных эмульсий, высокократных пен, живых клеток), чем реологич. свойства макроскопич. фаз, из к-рых образованы сами частицы.

Многочисл. технол. процессы, а также процессы и явления, происходящие в природе и живых организмах, сопровождаются образованием и разрушением ТЖП. В нек-рых случаях повышение устойчивости к прорыву (времени жизни) ТЖП является необходимым [напр., при длит. хранении высококонцентрированных эмульсий — топливных, пищевых, фармацевтич. и др., при транспортировании по трубопроводам нефтяных и битумных эмульсий, при движении эритроцитов по кровеносным сосудам, при пожаротушении (с помощью пен или смачивающих плёнок)]. В др. процессах, напротив, с помощью разл. физ.-хим. воздействий время жизни ТЖП должно быть уменьшено (напр., при слиянии биол. клеток, направленном транспорте по кровотоку нагруженных лекарственными средствами липосом в определ. органы, «прицельном» разрушении их оболочек и высвобождении лекарственных средств, при собирании плёнок нефти на поверхности водоёмов, образовании пен в биотехнол. реакторах, разрушении «соапстоков», образуемых в процессе рафинации растит. масел).

Формирование ТЖП может быть условно разбито на неск. характерных этапов, протекающих с разл. скоростью. При относительно большом расстоянии между сближающимися поверхностями текучих частиц (много большего радиуса действия поверхностных сил; рис. 1, *а*) вязкость, плотность и др. физ. свойства образующей жидкой «толстой» (не тонкой по определению) плёнки идентичны свойствам макроскопич. жидкой фазы α, из к-рой образована плёнка. Утоньшение такой жидкой плёнки описывается *Навье — Стокса уравнениями* гидродинамики с граничными условиями, учитывающими капиллярные эффекты (деформируемость межфазных поверхностей, поверхностные реологич. свойства адсорбц. слоёв ПАВ и их диффузию, возникновение градиентов поверхностной плотности

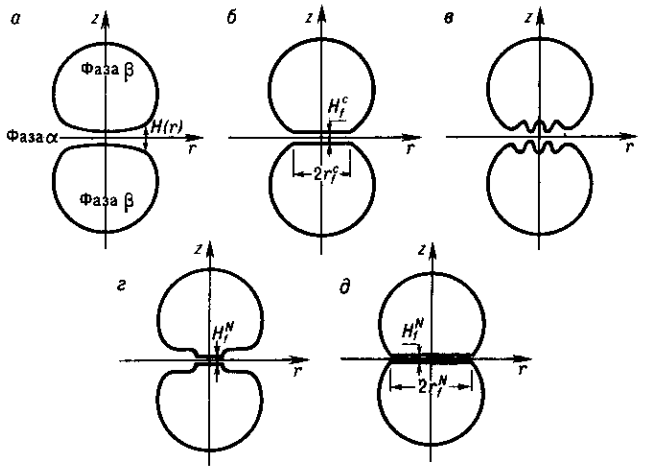


Рис. 1. Основные этапы формирования ТЖП при сближении двух капель или пузырьков: *а* — взаимное сближение межфазных поверхностей в условиях гидродинамического течения жидкой фазы α; *б* — образование относительно толстых (т. н. обычных чёрных) плёнок толщиной H_f^c и радиусом r_f^c; *в* — термические флуктуации толщины ТЖП, приводящие к их прорыву (коалесценции капель) или к образованию чёрных пятен (т. н. ньютоновских чёрных плёнок) толщиной H_f^N (*г*), которые увеличиваются в размере, в результате чего ТЖП достигает равновесного размера радиусом r_f^N (*д*).

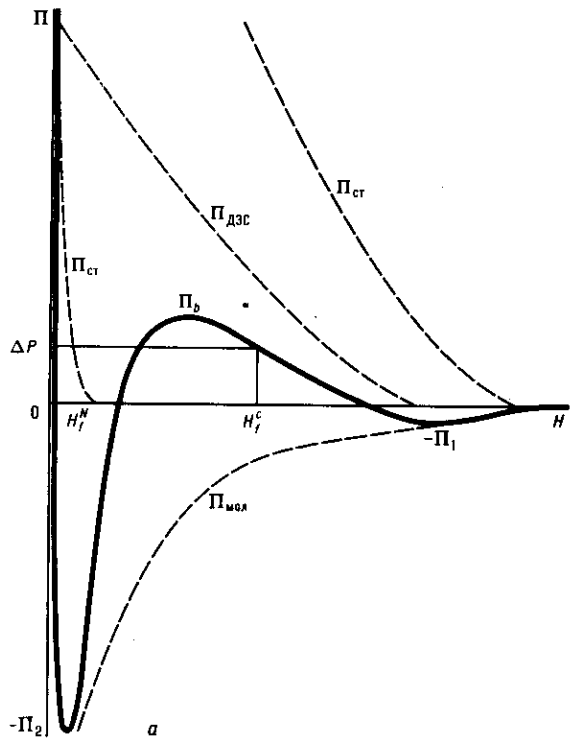


Рис. 2. Зависимость расклинивающего давления $Π(H_f)$ ТЖП от её толщины H_f: *а* — различные составляющие расклинивающего давления (пунктирные кривые) и результирующая изотерма расклинивающего давления (сплошная линия); *б* — тонкая плёнка воды, стабилизированная ионами ПАВ; *в* — ТЖП, стабилизированная адсорбционными слоями макромолекул.

электрич. зарядов и величины *адсорбции* ПАВ, приводящие к градиенту межфазного натяжения, и др.).

При утоньшении жидкой плёнки до нек-рой толщины H_f^c взаимодействие между межфазными поверхностями становится заметным (рис. 1, *б*), и описание кинетики утоньшения такой, уже тонкой по определению, плёнки требует учёта т. н. расклинивающего давления $Π(H)$, к-рое представляют в виде суммы независимых друг от друга вкладов поверхностных сил разл. природы: молекулярного притяжения $Π_{мол}(H)$, ионно-электростатич. отталкивания между ДЭС — двойными электрич. слоями — $Π_{ДЭС}(H)$ и контактного (стерического) взаимодействия между адсорбц. слоями ПАВ $Π_{ст}(H)$ [рис. 2; о термодинамич. определении $Π(H)$ см. ниже]:

$$Π(H)=Π_{мол}(H)+Π_{ДЭС}(H)+Π_{ст}(H). \quad (1)$$

По соглашению, $Π(H)$ считают положительным, если поверхности отталкиваются, и отрицательным, если они притягиваются.

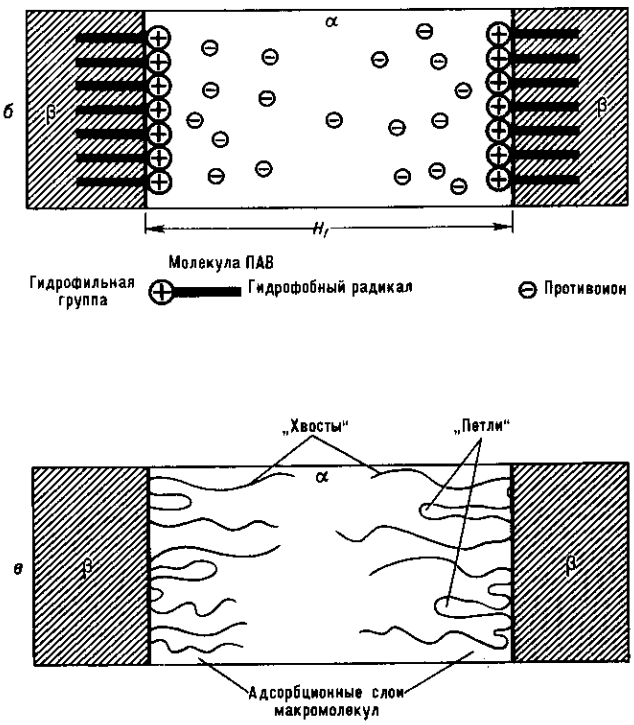
Изотерму $Π_{мол}(H)$ для ТЖП можно представить в виде

$$Π_{мол}(H)=-\mathscr{A}/6πH^3, \quad (2)$$

где $\mathscr{A}$ — т. н. постоянная Гамакера, учитывающая дисперс. взаимодействия между молекулами макроскопич. фаз (см. *Межмолекулярное взаимодействие*). Учёт эл.-магн. запаздывания для взаимодействующих молекул приводит к зависимости $Π_{мол}(H) \sim H^{-4}$.

В макроскопич. теории межмолекулярного взаимодействия (Е. М. Лифшиц, И. Е. Дзялошинский, Л. П. Питаевский) $Π_{мол}(H)$ рассчитывается путём суммирования энергетич. спектра эл.-магн. флуктуаций в граничащих конденсированных средах в рамках квантовой статистики на основе спектральных характеристик конденсированных фаз.

Для расчёта $Π_{ДЭС}(H)$ используются разл. аппроксимац. соотношения, выведенные на основе разл. моделей и механизмов образования ДЭС (рис. 1, *б*) и взаимодействия между ними. Сложности расчёта связаны в осн. с неопределённостью значения поверхностной плотности зарядов в процессе сближения межфазных поверхностей. В слу-



чае слабого перекрытия диффузных частей ДЭС $\Pi_{дэс}(H)$ обычно представляют в виде

$$\Pi_{дэс}(H)=32\varepsilon_0\varepsilon\left(\frac{kT}{e}\right)\gamma^2K^2e^{-\kappa H}, \quad (3)$$

где ε_0 — электрич. постоянная (диэлектрич. проницаемость вакуума); ε — относительная *диэлектрическая проницаемость* среды ТЖП; e — заряд электрона; $\gamma=\mathrm{th}(e\psi_0/4kT)$; ψ_0 — потенциал межфазной поверхности на границе с диффузной частью ДЭС; $K=1/R_D$, $R_D=\varepsilon_0\varepsilon kT/(4\pi e^2\sum_i c_i z_i^2)^{1/2}$ — дебаевский радиус, c_i и z_i — концентрация и валентность i-го противоиона (рис. 2, *б*).

Непосредственный (стерический) контакт между двумя адсорбц. слоями ПАВ возникает на расстояниях порядка молекулярных размеров и приводит к т.н. стерическому отталкиванию между межфазными поверхностями, описываемому изотермой:

$$\Pi_{ст}(H)=a\exp(-bH), \quad (4)$$

где a и b — коэффициенты ($1/b$ имеет порядок длины молекулярной корреляции).

В общем случае результирующая изотерма расклинивающего давления Π имеет дальний и ближний коагуляц. минимумы глубины Π_1 и Π_2 соответственно и коагуляц. барьер высоты Π_b (рис. 2, *а*). При достаточно высоком электрич. потенциале ψ_0 межфазных поверхностей и низкой концентрации противоионов высота барьера Π_b может значительно превышать разность давлений $\Delta P=P_\beta-P_\alpha$ в фазах α и β и образуются т.н. обычные чёрные плёнки — ТЖП с относительно большой толщиной H_f^1 (H_f^1 — меньше четверти длины видимого света; такие плёнки не отражают свет и потому в отражённом свете кажутся чёрными). При увеличении c_i или снижении ψ_0 высота барьера Π_b снижается и в обычных чёрных плёнках спонтанно возникают участки т.н. ньютоновских чёрных плёнок толщиной H_f^N, значительно меньшей H_f^1, или происходит коалесценция текучих фаз β, т.е. прорыв ТЖП (если макс. значение $\Pi_{ст}<\Delta P$). Представления о влиянии концентрации и валентности противоионов на устойчивость обычных чёрных плёнок к переходу в ньютоновские чёрные плёнки или к прорыву ТЖП составляют основу теории ДЛФО, разработанной впервые Б. В. Дерягиным, Л. Д. Ландау, Э. Фервеем (E. J. W. Verwey) и Я. Овербеком (J. Th. G. Overbeek) для объяснения устойчивости гидрофобных золей к коагуляции.

Составляющая $\Pi_{ст}$ может явиться осн. фактором устойчивости ТЖП к прорыву в случае стабилизации их адсорбц. слоями макромолекул (напр., синтетич. полимерами или природными биополимерами — белками, полисахаридами). При достаточно высокой степени заполнения адсорбированными макромолекулами межфазных поверхностей для конформации макромолекул характерно наличие т. н. петель и хвостов (рис. 2, *в*), размеры к-рых порядка размеров макромолекулярных клубков в растворе и могут значительно превышать радиус действия молекулярных (ван-дер-ваальсовых) и электрич. сил в ТЖП. Расчёт $\Pi_{ст}$ показывает, что профиль изотермы $\Pi_{ст}(H)$ определяется в осн. взаимным отталкиванием «петель» и «хвостов», принадлежащих разл. адсорбц. слоям полимеров в ТЖП.

Разрушение (прорыв) ТЖП. Разрушение ТЖП (или скачкообразное утоньшение их до ньютоновских чёрных плёнок) происходит в момент достижения ими нек-рой «критич.» толщины. При безбарьерном утоньшении обычной ТЖП время её жизни τ определяется скоростью вытекания среды до момента прорыва. В случае существования коагуляц. барьера τ определяется в осн. высотой Π_b, а не гидродинамич. факторами.

Существуют два подхода к объяснению влияния физ.-хим. факторов на устойчивость ТЖП к прорыву, основанные на разл. модельных представлениях ТЖП. Согласно первому подходу, применяемому для описания устойчивости обычных чёрных плёнок, жидкая плёнка представляется в виде непрерывной бездефектной жидкой среды, профиль к-рой в её «плоской» части возмущён термофлуктуац. волнами разл. длины и амплитуды (рис. 1, *в*). Прорыв такой плёнки происходит в результате возникновения критич. термич. флуктуации её толщины, в результате чего локальное утоньшение плёнки становится столь значительным, что молекулярные силы притяжения могут приводить к необратимому утоньшению плёнки и её прорыву. Осн. допущение при этом заключается в условии выполнения неравенства $1/k \ll H$, где k — волновое число, что позволяет использовать ур-ния Навье — Стокса для одноврем. описания вязкого ламинарного течения жидкости из плёнки при её утоньшении и волнового движения приповерхностных слоёв.

В рамках второго подхода, к-рый применяют для описания прорыва ньютоновских чёрных плёнок (в т. ч. бислойных мембран), ТЖП представляют в виде существенно «дефектной» среды, пронизанной термофлуктуационно возникающими и исчезающими «дырками» разл. радиусов r. Работу их образования представляют в виде

$$W_h=-\pi r^2\gamma+2\pi r\varkappa_f, \quad (5)$$

где γ — натяжение плёнки (мембраны) — отнесённый к единице площади избыток свободной энергии системы (большого термодинамич. потенциала при постоянных темп-ре T и *химических потенциалах* компонентов μ_i), $\varkappa_f$ — линейное натяжение мембраны — отнесённый к единице длины периметра «дырки» избыток свободной энергии системы. При возникновении дефекта критич. размера происходит его неогранич. рост и прорыв ТЖП.

Термодинамическое описание ТЖП. Свойства ТЖП отличаются от свойств жидкой фазы α, и ТЖП не могут считаться фазой в точном термодинамич. смысле, поскольку они неоднородны по толщине и характеризуются значит. градиентами локальных плотностей соответствующих экстенсивных термодинамич. свойств — свободной энергии, энтропии, массы. Термодинамич. описание ТЖП основано на методе избытков Гиббса, позволяющем представить большой термодинамич. потенциал Ω системы, содержащей ТЖП, в виде суммы объёмной части Ω_V, относящейся к макроскопич. фазам, и поверхностного избытка Ω_f, отнесённого к разделяющим поверхностям в плёнке.

В общем случае ТЖП образует вместе с граничащими с ней макроскопич. фазами многокомпонентную систему объёмом V, содержащую N_i молей каждого i-го компонента ($i=1, 2, \ldots, n$; n — число компонентов в системе). В состоянии термодинамич. и механич. равновесия абс. темп-ра T и хим. потенциалы μ_i компонентов ТЖП равны во всех частях системы, а площадь A и толщина H ТЖП поддерживаются постоянными с помощью внеш. сил, к-рые уравновешивают давления P_α и P_β в фазах α и β и натяжение плёнки γ. Если можно пренебречь силой тяжести, то фундам. термодинамич. ур-ние (см. *Химическая термодинамика*) для симметричной плоскопараллельной ТЖП имеет вид

$$d\Omega=-\sum_i N_i\,d\mu_i-SdT-P_\beta dV+\gamma dA, \quad (6)$$

где S — энтропия системы. Поверхностный избыток Ω_f из ур-ния (6) можно выделить, используя два подхода: метод мембраны нулевой толщины и метод слоя конечной толщины.

Метод мембраны нулевой толщины заключается в условной замене открытой системы, содержащей ТЖП, на энергетически эквивалентную ей систему (референтную, по Гиббсу, систему, см. *Поверхностные явления*), в к-рой ТЖП заменена на разделяющую (по Гиббсу) поверхность, т.е. поверхность, хотя и имеющую нулевую толщину, однако характеризующуюся конечными значениями поверхностных плотностей свободной энергии, энтропии и массы. Весь объём V системы при этом считается заполненным фазой β: $V=V_\beta$. Мембранный метод описания ТЖП используется в том случае, когда толщина плёнки не является экспериментально измеряемым параметром. Как и в случае свободных межфазных поверхностей, все экстенсивные параметры системы представляются в виде суммы объёмных частей, относящихся к фазе β, и по-

верхностных избытков, отнесённых к мембране f. В результате для случая плоскопараллельной ТЖП получаем два фундам. термодинамич. ур-ния — одно для референтной фазы β:

$$d\Omega_\beta = -\sum_i N_{i\beta}\,d\mu_i - S_\beta\,dT - P_\beta\,dV, \qquad (7)$$

другое для мембраны f:

$$d\Omega_f = -\sum_i N_{if}\,d\mu_i - S_f\,dT + \gamma\,dA. \qquad (8)$$

Из ур-ний (7) и (8) получается термодинамич. определение натяжения для плоской мембраны:

$$\gamma = \left.\frac{\partial\Omega_f}{\partial A}\right|_{\mu,\,T} = \left.\frac{\partial\Omega}{\partial A}\right|_{\mu,\,T,\,V}. \qquad (9)$$

Применяя теорему Эйлера об однородных ф-циях, можно получить выражение для поверхностного избытка большого термодинамич. потенциала

$$\Omega_f = \gamma A, \qquad (10)$$

а также *Гиббса — Дюгема уравнение* для мембраны

$$d\gamma = -\sum_i \Gamma_{if}\,d_{\mu_i} - \eta_f\,dT, \qquad (11)$$

в к-ром $\Gamma_{if} = N_{if}/A$ и $\eta_f = S_f/A$ — отнесённые к единице поверхности мембраны избытки чисел молей i-ых компонентов (величины адсорбции i-компонентов относительно мембраны) и энтропии соответственно.

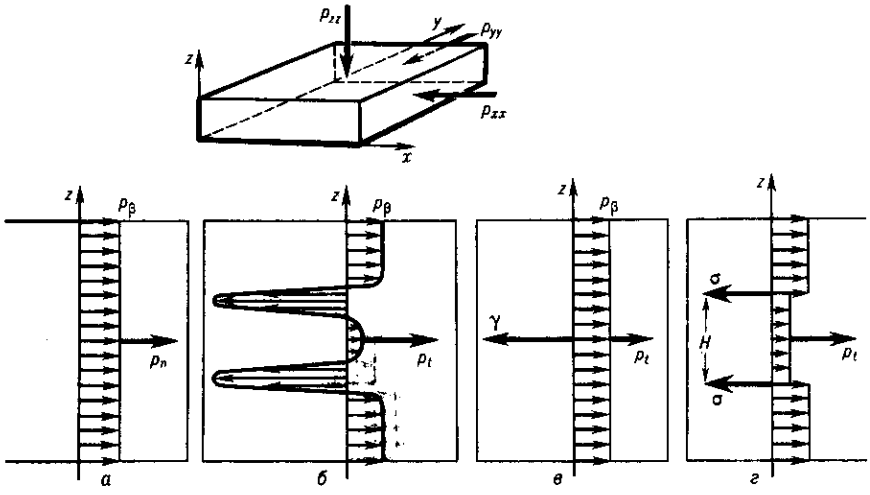


Рис. 3. Связь натяжения γ плёнки и межфазного натяжения σ в плёнке с компонентами обобщённого тензора гидростатического давления: *а* — зависимость нормальной компоненты $P_n = P_{zz}$ тензора давления от z; *б* — зависимость тангенциальной компоненты $P_t = P_{xx} = P_{yy}$ тензора давления от z; *в* — результат замены ТЖП на мембрану нулевой толщины; *г* — результат замены ТЖП на две разделяющие поверхности.

Ур-ние (9) составляет термодинамич. основу для вычисления натяжения мембраны γ, а также др. поверхностных избытков путём дифференцирования *статистических сумм* малого канонического (при постоянных T и N_i) и большого канонического (при постоянных T и μ_i) ансамблей (см. *Гиббса распределения*), выражаемых через потенциалы межмолекулярного взаимодействия и молекулярные ф-ции распределения. При этом учитываются энергия теплового движения атомов, молекул и ионов, энергия ван-дер-ваальсовых сил и сил эл.-статич. взаимодействия ионов и ионогенных групп в молекулах, а также сил борновского отталкивания и водородных связей.

В рамках статистич. механики можно определить γ и прямым вычислением компонентов тензора давления, усреднённых по микроскопич. объёмам жидкостей среды путём суммирования возможных межмолекулярных взаимодействий. Основа метода — представления локальной (микроскопич.) термодинамики (или гидродинамич. приближения), согласно к-рым соотношения макроскопич. термодинамики выполняются в каждом сколь угодно малом микроскопич. элементе объёма анизотропной и неоднородной среды, какой является ТЖП. В отсутствие внеш. сил ср. значение обобщённого тензора давления должно удовлетворять условию равновесия:

$$\nabla P = 0, \qquad (12)$$

откуда следует, что нормальная к поверхности плоской ТЖП компонента тензора давления $P_n = P_{zz} = P_\beta$ не зависит от координаты z (рис. 3, *а*), а тангенциальная компонента $P_t(z) = P_{xx} = P_{yy}$ является сложной ф-цией координаты z (рис. 3, *б*), причём в объёме фазы имеет место равенство $P_t(z) = P_\beta$.

Для симметричной плоской ТЖП натяжение плёнки γ вычисляется как поверхностный избыток объёмного тензора напряжений, т. е. удельной (отнесённой к единице длины) силе, действующей в плоскости мембраны перпендикулярно ограничивающей её линии:

$$\gamma = \int_{-\infty}^{\infty} \left[P_\beta - P_t(z)\right] dz. \qquad (13)$$

Для искривлённых ТЖП (в отличие от плоских) натяжение γ зависит от способа локализации разделяющей поверхности (мембраны). В частности, для сферич. ТЖП натяжение γ зависит от произвольно выбранного радиуса R разделяющей поверхности:

$$\gamma = \int_0^R \left[P_\beta - P_t(r)\right] \frac{r^2}{R^2}\,dr + \int_R^{R_\beta} \left[P_\beta - P_t(r)\right] \frac{r^2}{R^2}\,dr, \qquad (14)$$

здесь R_β — радиус сферич. поверхности, проведённой в объёме фазы β, где $P_t(R_\beta) = P_\beta$.

В общем случае искривлённой (несферической) мембраны её механич. состояние характеризуется отличными от нуля изгибающим B и скручивающим θ моментами, величины к-рых зависят от способа определения радиуса R мембраны. Фундам. ур-ние механич. равновесия такой мембраны (ур-ние Гиббса — Кельвина, или обобщённое ур-ние Лапласа) имеет вид

$$2k\gamma - B(k^2 + d^2) - 2\theta kd = P_\beta - P_\beta, \qquad (15)$$

где k и d — средняя и дифференциальная (по Гиббсу) кривизны соответственно. Учёт механич. моментов становится существенным при термодинамич. описании ТЖП с низким и сверхнизким значениями γ (напр., для бислойных липидных мембран, образующих оболочки клеточных структур и везикул). В случае сферич. ТЖП $\theta = 0$, и если разделяющая поверхность выбрана т. о., чтобы $B = 0$ (т. н. поверхность натяжения радиуса R_t по Гиббсу), то ур-ние (15) обращается в обычное ур-ние Лапласа:

$$\frac{2\gamma_t}{R_t}=\Delta P=P_{\beta'}-P_{\beta}. \qquad (16)$$

Метод слоя конечной толщины используется при термодинамич. описании ТЖП в том случае, когда толщина плёнки H — измеряемый параметр. Условно полагают, что объём ТЖП $V_f=AH$ заполнен жидкой фазой α, а объём $V_\beta=V-V_f$ — текучей фазой β. Давление в референтной жидкой фазе α внутри плёнки полагают равным давлению P_α в объёмной фазе α, а все экстенсивные параметры представляют в виде суммы соответствующих параметров, отнесённых к объёмным фазам α и β, и поверхностных избытков, отнесённых к двум разделяющим поверхностям площади A:

$$\Omega=\Omega_\beta+\Omega_\alpha+\Omega_s;\ S=S_\beta+S_\alpha+2\eta_s A; \qquad (17)$$
$$N_i=N_{i\beta}+N_{i\alpha}+2\Gamma_{is}A,$$

где Γ_{is} — величина адсорбции i-го компонента (удельного избытка числа молей i-го компонента, отнесённого к одной из разделяющих поверхностей), η_s — межфазная энтропия при толщине плёнки H. Фундам. термодинамич. ур-ние для двух разделяющих поверхностей плоскопараллельной плёнки толщиной H

$$d\Omega_s=-2A\sum_i\Gamma_{is}d\mu_i-2A\eta_s dT-\Pi A dH+2\sigma dA; \qquad (18)$$

$$2\sigma=\gamma-\Pi H; \qquad (19)$$

$$\Pi=P_\beta-P_\alpha, \qquad (20)$$

где σ — межфазное натяжение, Π — расклинивающее давление. Т. о., в рамках метода слоя конечной толщины допустима механич. интерпретация σ (как отнесённой к единице длины избыточной поверхностной силы, действующей параллельно поверхности плёнки) и Π (как отнесённой к единице площади и направленной перпендикулярно к ТЖП силы взаимодействия между разделяющими поверхностями в плёнке).

Для симметричной плоской ТЖП межфазное натяжение σ, вычисляемое как поверхностный избыток объёмного тензора напряжений со стороны объёмных фаз α и β, отнесённый к одной из разделяющих поверхностей в ТЖП (рис. 3, *г*):

$$2\sigma=\int_{-\infty}^{-H/2}[P_\beta-P_t(z)]dz+\int_{-H/2}^{+H/2}[P_\alpha-P_t(z)]dz+\int_{+H/2}^{+\infty}[P_\beta-P_t(z)]dz, \qquad (21)$$

зависит от субъективного выбора толщины плёнки H. В отличие от σ, расклинивающее давление Π, к-рое при данном физ. состоянии ТЖП однозначно определяется давлениями P_α и P_β, является инвариантом, не зависящим от способа определения H.

Из ур-ния (18)

$$d\sigma=-\sum_i\Gamma_{is}d\mu_i-\eta_s dT-\frac{1}{2}\Pi dH \qquad (22)$$

и можно получить ур-ние, связывающее σ и Π:

$$\Pi=-2\left.\frac{\partial\sigma}{\partial H}\right|_{\mu_i,T}, \qquad (23)$$

к-рое в термодинамике ТЖП наз. ур-нием Гиббса — Дюгема.

При разведении межфазных поверхностей плёнки на бесконечно большое расстояние, отвечающее условию Π = 0, ур-ние (22) обращается в известное ур-ние Гиббса — Дюгема для плоских (невзаимодействующих) межфазных поверхностей:

$$d\sigma_0=-\sum_i\Gamma_{0is}d\mu_i-\eta_{0s}dT \qquad (24)$$

(индекс «0» означает отсутствие взаимодействия между поверхностями). Работа силы расклинивающего давления Π при разведении разделяющих поверхностей единичной площади от H до бесконечности (при постоянных μ_i и T) наз. удельной свободной энергией взаимодействия в ТЖП толщины H. Она равна

$$\Delta\Omega(H)=\int_H^\infty\Pi(H)dH=2(\sigma-\sigma_0) \qquad (25)$$

и инвариантна относительно локализации разделяющих поверхностей в ТЖП, т. е. не зависит от выбора способа определения толщины плёнки в методе слоя конечной толщины.

Линейное натяжение в ТЖП. Термодинамич. описание микроскопически малых ТЖП [напр., круглых ТЖП, возникающих между двумя капельками эмульсии (рис. 4, *а*)] требует учёта неоднородности поверхностных сил, действующих в т. н. переходной области плёнки, т. е. в той области, где плёнку уже нельзя назвать тонкой. Если в плоскопараллельной области расклинивающее давление Π положительно и постоянно по величине, то в переходной области, где разделяющие фазы поверхности начинают искривляться, расклинивающее давление испытывает резкое изменение как по величине, так и по знаку, обращаясь в нуль в области объёмной фазы α. Профиль $H(r)$ плёнки в этой области становится сложной ф-цией переменного расклинивающего давления, так же, как и межфазное натяжение σ, определяемое из ур-ния (25).

Вследствие невозможности в большинстве случаев точного измерения действит. профиля плёнки $H(r)$ принято использовать разл. референтные модели ТЖП в этой области, к-рые основаны на использовании т. н. идеализированного профиля плёнки $H_и(r)$, совпадающего, по определению, с профилем поверхности, имеющей постоянные ср. кривизну и межфазное натяжение σ_0 в области объёмной фазы α, и экстраполируемого на переходную область при условии равенства нулю Π.

При отрицат. уд. свободной энергии взаимодействия $\Delta\Omega(H_f)$, где H_f — толщина плоскопараллельной области круглой симметричной плёнки, идеализированный профиль $H_и(r)$ образует с плоскостью плёнки контактный угол θ_f, при этом r_f принято считать радиусом круглой плёнки. В этом случае используют референтную модель, основанную на представлении о плёнке как о слое жидкой фазы α конечной толщиной H_f (рис. 4), ограниченном двумя круглыми разделяющими поверхностями радиусом r_f каждая, характеризующимися межфазным натяжением $\sigma_f=\sigma(H_f)$, определяемым ур-нием (25), и двумя боковыми поверхностями с постоянной средней кривизной и межфазным натяжением σ_0, ограничивающими переходную область.

Представляя свободную энергию (большой термодинамич. потенциал $\Omega_и$ при постоянных μ_i и T) референтной модели ТЖП в виде суммы объёмной (Ω_V), поверхностной (Ω_A) и линейной (Ω_L) частей

$$\Omega_и=\Omega_V+\Omega_A+\Omega_L \qquad (26)$$

и используя условие энергетич. эквивалентности реальной ТЖП и её референтной модели $\Omega=\Omega_и$, получаем

$$\Omega=-P_\beta V_{\beta и}-P_\alpha V_{\alpha и}+2\sigma_0 A_и+2\sigma_f\pi r_f^2+2\tau 2\pi r_f, \qquad (27)$$

где $V_{\beta и}$ и $V_{\alpha и}$ — объёмы фаз, $A_и$ — площадь боковой поверхности референтной модели, τ — линейное натяжение (является по смыслу линейным избытком Ω_L свободной энергии системы, отнесённым к длине окружности плёнки радиусом r_f и имеющим размерность [Дж/м]).

Из ур-ния (27) вытекает условие механич. равновесия контактной (разделяющей по Гиббсу) линии радиусом r_f под действием поверхностных сил:

$$\sigma_f+\tau r_f=\sigma_0\cos\theta_f, \qquad (28)$$

к-рое допускает механич. интерпретацию линейного натяжения как силы, действующей вдоль контактной линии,

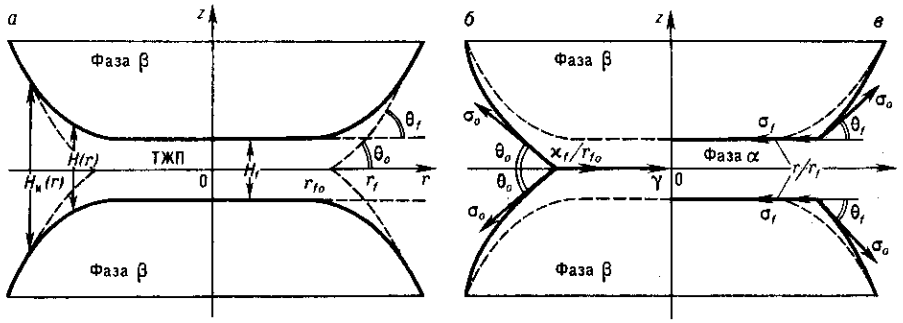


Рис. 4. Реальная круглая жидкая плёнка (*а*) и её термодинамические референтные модели, основанные на представлении о плёнке как о мембране нулевой толщины (*б*) и слое жидкой фазы α конечной толщины H_f (*в*).

стремящейся её удлинить (при $\tau>0$) или сократить (при $\tau<0$).

Если идеализированный профиль $H_и(r)$ пересекает плоскость $z=0$ в точке r_{f0} под контактным углом θ_0, то используют т. н. мембранную модель ТЖП (рис. 4, *б*); в этом случае выражение для свободной энергии примет вид

$$\Omega=-P_\beta V_{\beta и}-P_\alpha V_{\alpha и}+2\sigma_0 A_и+\gamma\pi r_0^2+\varkappa_f 2\pi r_{f0}, \quad (29)$$

где $\varkappa_f$ — линейное натяжение мембраны (по смыслу — линейный избыток Ω_L свободной энергии системы, отнесённый к длине окружности мембраны радиусом r_{f0} и имеющий размерность [Дж/м]). Соответствующее уравнение механич. равновесия контактной линии примет вид

$$\gamma+\varkappa_f/r_{f0}=2\sigma_0\cos\theta_0, \quad (30)$$

допускающий динамич. интерпретацию $\varkappa_f$ как силы, растягивающей (при $\varkappa_f>0$) или сжимающей (при $\varkappa_f<0$) контактную линию, а $\varkappa_f/r_{f0}$ — как «двумерного капиллярного давления», действующего в плоскости мембраны. Ур-ния (28) и (30) обычно используются для эксперим. определения линейных натяжений τ и $\varkappa_f$ путём измерения зависимости контактных углов θ_f и θ_0 от радиусов r_f и r_{f0} круглой плёнки.

Несмотря на чрезвычайно низкие абс. значения линейного натяжения (согласно различным оценкам, $\sim10^{-13}\div10^{-10}$ Н), его вклад в энергетику процессов, происходящих в коллоидных системах, размеры частиц в к-рых менее 10^{-7} м (напр., при гетерогенном зародышеобразовании на твёрдых и жидких субстратах, нуклеационном образовании дырок в мембранах, адгезии жидких и газообразных коллоидных частиц и др.), может оказаться существенным и требующим учёта.

Лит.: Бабак В. Г., Термодинамика плоскопараллельных эмульсионных и пенных пленок, «Успехи химии», 1993, т. 62, № 1, с. 14; его же, Термодинамика свободных и взаимодействующих искривленных межфазных поверхностей в жидких пленках, там же, 1993, т. 62, № 8, с. 747; его же, Стерическая стабилизация микроскопических жидких пленок адсорбционными слоями полимеров, там же, 1994, т. 63, № 3, с. 228; его же, Линейное натяжение в термодинамике тонких жидких пленок, там же, 1992, т. 61, № 10, с. 1777; Rowlinson J. S., Widom B., Molecular theory of capillarity, Oxf., 1982; Thin liquid films. Fundamentals and Applications. Ed. I. B. Ivanov, N. Y.—Basel, 1988.

В. Г. Бабак.

ТО́НКОЙ СТРУКТУ́РЫ ПОСТОЯ́ННАЯ — безразмерная величина $\alpha=e^2/\hbar c$, где e — заряд электрона. Определяет тонкое расщепление уровней энергии атома (и, следовательно, спектральных линий; см. *Тонкая структура*), величина к-рого пропорциональна α^2 (константа получила назв. по этому явлению). В *квантовой электродинамике* α — естеств. параметр, характеризующий величину эл.-магн. взаимодействия. $\alpha^{-1}=137{,}0359895(61)$, $\alpha\approx1/137$. См. также *Фундаментальные физические константы.*

ТО́ННА (франц. tonne, от позднелат. tunna — бочка) (т, t) — единица массы, равная 1000 кг. В США применяется длинная Т. — 1006,047 кг и короткая Т. — 907,185 кг.

ТОПОГРА́ФИЯ РЕНТГЕ́НОВСКАЯ — см. *Рентгеновская топография.*

ТОПОЛОГИ́ЧЕСКИЕ КВА́НТОВЫЕ ТЕО́РИИ ПО́ЛЯ — квантовомеханич. или квантовополевые теории, все *корреляционные функции* в к-рых не зависят от выбора координат и метрики как в пространстве-времени, так и в др. пространствах, участвующих в определении теории. Это позволяет использовать корреляционные функции в качестве характеристик *топологии* (топологич. инвариантов) указанных пространств. Наиб. удобный способ задания и исследования широкого класса Т. к. т. п. — *функциональный интеграл* с классич. действием, не зависящим от координат и метрик. Необходимым требованием к такой теории является также инвариантность меры в функциональном интеграле, в частности отсутствие квантовых *аномалий.*

Исторически первый пример Т. к. т. п. — теория антисимметричных тензорных полей, рассмотренная А. Шварцем (1978). В общем виде идея Т. к. т. п. сформулирована Э. Виттеном [1]. Наиб. важные примеры Т. к. т. п.: топологич. теории *Янга — Миллса полей* и топологич. *сигма-модели.* Как правило, в теориях такого типа в чётномерном пространстве-времени в качестве *действия* используются *топологические заряды* [напр., $\mathrm{Tr}\int FF$, где F — 2-форма (см. *Дифференциальная форма*) напряжённости глюонного поля]. Пример такой теории в нечётномерном пространстве-времени даётся действием Черна — Саймонса, $\mathrm{Tr}\int AdA+(2/3)A^3$, где A — 1-форма калибровочного векторного поля. 3-Мерная модель Черна — Саймонса получила наиб. развитие, поскольку она связана с др. актуальными проблемами: классификацией топологич. типов 3-мерных пространств (теорией узлов) [2], 2-мерными конформными квантовыми теориями поля (см. *Конформная инвариантность, Двумерные модели*).

Открытым является вопрос о возможности построения Т. к. т. п. общего вида, в к-рых зависимость от метрич. характеристик имеется в классич. приближении, но исчезает после полного вычисления функционального интеграла. Пример такого рода — *квантовая теория гравитации.* Ощутимый прогресс в этой области достигнут пока только в изучении моделей 2-мерной квантовой гравитации, тесно связанных со *струн теорией*, с задачами описания топологии пространств модулей *расслоений* над римановыми поверхностями и с теорией случайных матриц. О нек-рых результатах в этом направлении см. [3].

Лит.: 1) Witten E., Topological quantum field theory, «Commun. Math. Phys.», 1988, v. 117, p. 353; 2) Vanghan F. R., A Polynomial invariant for knots via von Neumiann Algebras, «Bull. Amer. Math. Soc.», 1985, v. 12, p. 103; 3) Gross D., Migdal A., A nonperturbative treatment of Two-dimensional quantum gravity, «Nucl. Phys.», 1990, v. 330 B, p. 333.

А. Ю. Морозов.

ТОПОЛОГИ́ЧЕСКИЙ ЗАРЯ́Д — формальная характеристика динамич. системы в существенно нелинейных моделях (см. *Нелинейная квантовая теория поля, Нелинейные системы*), применяемых для описания протяжённых локализованных структур (частиц, монополей, вихрей, солитонов, инстантонов, скирмионов и др.) в теории элементарных частиц, конденсированных сред, магнетиков и т. д. Эволюцию *динамических систем* в таких моделях можно представить как непрерывную деформацию (на матем. языке — гомотопию) ф-ции состояния системы в данный момент времени в ф-цию состояния в любой последующий мо-

мент. Состояния, деформируемые друг в друга непрерывным образом, наз. эквивалентными (гомотопными) и на этом основании всё множество состояний — конфигурационное пространство системы — разбивается на классы эквивалентности (гомотопич. классы), отличающиеся значением Т. з. Q. В таком подходе последоват. состояния системы с конечной энергией описываются полями (непрерывными ф-циями) из одного и того же гомотопич. класса, с одним и тем же значением Т. з. Q_i. Переход от состояния из одного класса к состоянию из другого $(Q_i \neq Q_j)$ возможен лишь через состояние с бесконечной энергией. Иными словами, поля из разных гомотопич. классов разделены бесконечно высоким потенц. барьером. Естеств. образом возникает и закон сохранения Т. з., к-рый, в отличие от нётеровских законов сохранения (см. *Нётер теорема*), не связан с симметриями динамич. системы и выполняется не в силу ур-ний движения, а лишь вследствие топологич. свойства ф-ций состояния — их непрерывности. Отсюда и название сохраняющейся характеристики — Т. з. В классич. динамич. системах с конечным числом степеней свободы для Т. з. используется, как правило, термин «топологические интегралы движения», а в квантовом случае — «топологические квантовые числа».

В частности, топологич. интегралом движения является число частиц N в классич. динамике, где исключены процессы рождения и уничтожения частиц. Действительно, если конфигурац. пространство N частиц обозначить через C_N, то для конфигурац. пространства произвольного числа частиц справедливо представление $C=\bigcup C_N$, $N=0, 1, 2, \ldots$. Это означает, что каждая связная i-тая компонента в указанном разбиении для C характеризуется собств. числом частиц N_i и в классич. динамике отсутствуют непрерывные траектории, связывающие компоненты конфигурац. пространства с различными N_i. Наличие подобного разбиения является необходимым критерием для введения нетривиальных Т. з. Т. о., закон сохранения числа частиц в классич. динамике есть следствие непрерывности траекторий частиц, и динамич. система с числом частиц N_i, принадлежащая в нач. момент времени компоненте C_{N_i}, во все последующие моменты будет находиться в той же компоненте. Аналогичное утверждение верно и для квантовомеханич. систем, получающихся при первичном квантовании классич. системы.

Помимо разнообразных физ. интерпретаций Т. з., такого рода топологич. классификация ф-ций состояния позволяет из чисто формальных соображений существенно сузить круг поиска решений ур-ний модели. С др. стороны, при наличии оценки энергии модели $\mathscr{E}$ снизу через Т. з. Q типа $\mathscr{E} \geqslant f(Q)$, где f — монотонно растущая ф-ция, решения с нетривиальным значением Q (*топологические солитоны*), реализующие $\inf \mathscr{E}$, оказываются устойчивыми по Ляпунову (см. *Устойчивость солитонов*). Более того, если ниж. грань функционала $\mathscr{E}$ достигается (случай выполнения равенства в оценке, приведённой выше), то удаётся понизить порядок вариационных ур-ний (см. *Эйлера — Лагранжа уравнение*) на единицу, т. е. свести поиск экстремалей функционала к решению ур-ний 1-го порядка, т. н. ур-ний Богомольного.

В физику Т. з. введены Т. Скирмом [1] в рамках синус-Гордона модели (см. *Синус-Гордона уравнение*). Трактовать Т. з. на языке теории гомотопий предложили Д. Финкельштейн и Ч. Мизнер [2]. Концепция Т. з. основывается на наблюдении, что в каждый фиксированный момент времени t полевые ф-ции синус-Гордона модели $\varphi(x,t)=(\varphi_1,\varphi_2)$ можно воспринимать как отображения $\varphi: \mathbb{R}^1 \to \$^1$, где $\mathbb{R}^1$ — пространственная ось, а $\$^1$ — сфера единичного радиуса (окружность) в пространстве полевых переменных, выделяемая условием $\varphi_1^2+\varphi_2^2=1$. Последнее учитывается, напр., переходом к угловой переменной: $\varphi(x,t)=\exp[i\alpha(x,t)]$, а наличие топологического сохраняющегося тока J^μ, $\mu=0, 1$, с компонентами $J^0=(2\pi)^{-1}\partial_x\alpha$, $J^1=-(2\pi)^{-1}\partial_t\alpha$ вытекает из ур-ния непрерывности. Действительно, закон сохранения топологич. тока $\partial_\mu J^\mu=0$ выполняется не в силу ур-ний движения модели (уравнения синус-Гордона) и не как следствие симметрий лагранжиана, а лишь на основании непрерывности угловой переменной $\alpha(x,t)$. Соответственно интегральная сохраняющаяся характеристика — Т. з.

$$Q=\int J^0 dx=\frac{1}{2\pi}\int\limits_{-\infty}^{\infty}\frac{\partial\alpha}{\partial x}dx=\frac{1}{2\pi}[\alpha(\infty)-\alpha(-\infty)] \qquad (1)$$

принимает лишь целочисленные значения по числу полных обходов («намоток») поля $\alpha(x,t)$ по многообразию сферы $\$^1$ при пробегании аргумента x вдоль всей пространственной оси $\mathbb{R}^1$. Наложением граничных условий, $\varphi(x)\to\varphi_0$ при $|x|\to\infty$ (где φ_0 — нек-рое фиксированное значение), пространственная ось $\mathbb{R}^1$ эффективно компактифицируется, т. е. $\mathbb{R}^1\bigcup\{\infty\}=\$^1$, что позволяет рассматривать Т. з. Q как степень отображения (т. н. степень Брауэра) «пространственной» сферы $\$^1$ в «полевую» сферу: $\$^1: Q=\deg(\$^1\to\$^1)$ (см. *Топология*).

При обобщении Т. з. на более реалистичные пространства высоких размерностей выделяются, как правило, две разл. реализации: модели скалярных полей с тривиальной асимптотикой и модели хиггсовского типа (скалярные плюс калибровочные поля) с нетривиальным асимптотич. поведением на бесконечности.

В моделях первого типа скалярные поля $\varphi(x)$, $x\in\mathbb{R}^d$, со значениями на нек-ром компактном *многообразии* Φ (напр., на сфере $\$^{n-1}$, в компактной группе G или в однородном пространстве G/H) удобно рассматривать как отображения $\varphi(x)$: $\mathbb{R}^d\to\Phi$. Так, в случае $\Phi=\$^{n-1}$ рассматривают n-компонентное поле, подчинённое дополнит. условию:

$$\varphi(x)=(\varphi_1,\ldots,\varphi_n):\ \sum_{i=1}^{n}\varphi_i^2=\langle\varphi,\varphi\rangle=1. \qquad (2)$$

Дифференцируя ур-ние «полевой» сферы (2), получают систему однородных ур-ний $\langle\partial_\mu\varphi,\varphi\rangle=0$, $\mu=1,\ldots,d$, из к-рой в случае $n\leqslant d$ следует, что $\operatorname{rank}[\partial_\mu\varphi_i]<n$, т. е. любой минор n-го порядка матрицы $[\partial\varphi]$ равен нулю. Последнее утверждение переписывается в форме закона сохранения

$$\partial_\mu(\varepsilon^{\mu\mu_2\ldots\mu_d}\varepsilon_{i_1\ldots i_n}\varphi^{i_1}\partial_{\mu_2}\varphi^{i_2}\ldots\partial_{\mu_n}\varphi^{i_n})=0 \qquad (3)$$

для n-компонентной плотности сохраняющегося топологического тока J^μ [выражение в скобках в (3), домноженное на подходящий нормировочный коэф.; $\varepsilon^{\alpha,\beta,\gamma,\ldots}$ — *Леви-Чивиты символ*]. Соответственно нормированный на целое число Т. з. для $n=d$

$$Q=\frac{1}{(n-1)!\,\Omega_{n-1}}\int\limits_{\mathbb{R}^{n-1}}J^0(\varphi)\,dx^1\ldots dx^{n-1}, \qquad (4)$$

где $\Omega_{n-1}=2\pi^{n/2}/\Gamma(n/2)$ — площадь поверхности сферы $\$^{n-1}$, $\Gamma(n/2)$ — гамма-функция. Как и в случае одного измерения, естественные граничные условия $\varphi(x)\to\varphi_0$ при $|x|\to\infty$ (тривиальное асимптотич. поведение) приводят к эфф. компактификации пространства: $\mathbb{R}^{d-1}\bigcup\{\infty\}=\$^{d-1}$. Тогда поля $\varphi(x)$ суть отображения $\$^{d-1}\to\$^{n-1}$ (в общем случае $\$^{d-1}\to\Phi$) классифицируются $(d-1)$-й гомотопич. группой $\pi_{d-1}(\Phi)$, элементами к-рой являются гомотопические классы полей $\{\varphi(x)\}_i$. Возможность введения целочисленной топологич. характеристики — Т. з. Q для заданной динамич. системы — определяется наличием изоморфизма $\pi_{d-1}(\Phi)=\mathbb{Z}$, где $\mathbb{Z}$ — абелева группа целых чисел или одна из её подгрупп. Фактически Т. з. (4) является явной реализацией изоморфизма для $\Phi=\$^{n-1}$. Факт независимости сохранения Т. з. от динамики системы подтверждается тем, что J^0 в ф-ле (4) не зависит от канонич. импульсов: скобки Пуассона J^0 с канонич. координатами [полями $\varphi(x)$] тривиальны по определению.

Наиб. изученный пример синус-Гордона модели отвечает случаю $n=d=2$ в ф-лах (2)—(4). В терминах полей $\varphi(x)$ плотность топологич. тока записывается в виде

$$J^\mu=\frac{1}{2\pi}\varepsilon^{\mu\nu}\varepsilon_{ab}\varphi^a\partial_\nu\varphi^b,\quad \mu,\nu=0, 1;\ a, b=1, 2,$$

а выражение для Т. з. Q даётся ф-лой (1), т. е. для полей с граничными условиями типа

$$\alpha(|x|\to\infty)\to 0(\mathrm{mod}\,2\pi);$$
$$\alpha(-\infty)=0;\ \alpha(\infty)=2\pi N \qquad (5)$$

Т. з. $Q=N$. Из оценки для энергии $\mathscr{E}$ синус-Гордона модели

$$\mathscr{E}=\int\limits_{-\infty}^{\infty} dx\left\{\frac{1}{2}\left[(\partial_t\alpha)^2+(\partial_x\alpha)^2\right]+(1-\cos\alpha)\right\}\geqslant$$
$$\geqslant 2\int\limits_{-\infty}^{\infty} dx\,|\alpha'\sin\frac{\alpha}{2}|\geqslant 8|N|,$$

где $\alpha'\equiv d\alpha/dx$, следует неравенство

$$\mathscr{E}-8|N|\geqslant\int\limits_{-\infty}^{\infty} dx\left(\frac{1}{\sqrt{2}}\alpha'-\sqrt{2}\sin\frac{\alpha}{2}\right)^2\geqslant 0,$$

означающее, что ниж. грань функционала реализуется на решениях ур-ний 1-го порядка

$$\alpha'=\pm 2\sin\frac{\alpha}{2}. \qquad (6)$$

Интегрирование ур-ний (6) приводит к единств. классу стационарных решений синус-Гордона ур-ния с $Q=\pm 1$: $\sin\frac{\alpha}{2}=\pm\,\mathrm{sech}\,x$, называемых **кинком** и **антикинком** соответственно. Граничные значения в (5) соответствуют тривиальному асимптотич. поведению, т. к. принадлежат $M_0=\{2\pi n;\ n=0,\pm 1,\ldots\}$ — множеству минимумов потенциала модели $V=1-\cos\alpha$. Состояния системы классифицируются по 1-й (фундаментальной) гомотопич. группе $\pi_1(\$^1)=\mathbb{Z}$.

Ситуация с $n=d=4$ и Т. з. типа $Q=\deg(\$^3\to\$^3)$ реализуется в киральной модели бариона — *Скирма модели*. Выражение для плотности топологич. тока выписывается в соответствии с ф-лами (2) и (3):

$$J^\mu=\frac{1}{12\pi^2}\varepsilon^{\mu\nu\lambda\rho}\,\varepsilon_{ijkl}\varphi^i\partial_\nu\varphi^j\partial_\lambda\varphi^k\partial_\rho\varphi^l;$$
$$i,j,k,l=0,1,2,3,$$

а Т. з. Q удобно представить в угловых переменных (θ,β,γ) на сфере $\$^3$, полагая

$$\varphi^0=\cos\theta;\ \varphi^1+i\varphi^2=\sin\theta\sin\beta e^{i\gamma};\ \varphi^3=\sin\theta\cos\beta,$$

где $\theta,\beta\in[0,\pi]$, $\gamma\in[0,2\pi]$, что даёт

$$Q=-\frac{1}{2\pi^2}\int d^3x\sin^2\theta\sin\beta(\nabla\theta[\nabla\beta\nabla\gamma]). \qquad (7)$$

Учёт характерной для низкоэнергетич. физики адронов *киральной симметрии* приводит к полевому многообразию $\Phi=SU(2)\simeq\$^3$, т. о. в качестве осн. средства описания удобно использовать гл. киральные поля $g(\varphi)\in SU(2)$, параметризованные мезонными полями: $g(\varphi)=\varphi_0+i(\boldsymbol{\tau}\boldsymbol{\varphi})$; $\varphi_0^2+\boldsymbol{\varphi}^2=1$. Здесь $\boldsymbol{\tau}$ — *Паули матрицы*, $\boldsymbol{\varphi}$ — векторы в изотопич. пространстве (см. *Изотопическая инвариантность*). Поля $g(\varphi)$, подчинённые граничному условию $g\to I$, $|x|\to\infty$, где I — единичная 2×2-матрица, осуществляют отображение $g:\mathbb{R}^3\to SU(2)$ и соответственно классифицируются по группе $\pi_3(SU(2))=\pi_3(\$^3)=\mathbb{Z}$. В оценке энергии $\mathscr{E}$ модели снизу через Т. з. (7) $\mathscr{E}>6\pi^2\sqrt{2}\,|Q|\varepsilon/\lambda$, где ε и λ — параметры модели, не допускается равенство, т. к. в данном случае ур-ния Богомольного не совместны с ур-ниями Эйлера — Лагранжа. Интерпретация Т. з. (7) как *барионного числа* адронов, предложенная Скирмом, подтверждается выкладками в рамках КХД [3], основанными на эффекте «поляризации дираковского моря кварков» во внеш. киральном поле $g(x)$ (см. *Квантовая хромодинамика* и развёрнутое изложение в [4]).

Ещё одна разновидность Т. з., возникающих в моделях скалярных полей с $n=3$, $d=4$, связана с др. топологич. инвариантом — индексом Хопфа и используется в моделях магнетиков [5] и модели Фаддеева [6] с полевым многообразием $\Phi=\$^2$. Выбирается триплет скалярных полей $n^a(t,\boldsymbol{x})$: $\mathbb{R}^1\times\mathbb{R}^3\to\$^2$, $a=1,2,3$, подчинённых условию $|\boldsymbol{n}|=1$. Индекс Хопфа определяется как число зацеплений векторных линий $\boldsymbol{B}$-поля, к-рое можно связать с $\boldsymbol{n}$-полем следующим образом:

$$\boldsymbol{B}=\mathrm{rot}\boldsymbol{A},\ f_{\mu\nu}=\partial_\mu A_\nu-\partial_\nu A_\mu=2\varepsilon_{abc}\partial_\mu n^a\partial_\nu n^b n^c; \qquad (8)$$

$b,c=1,2,3$. Наложением граничных условий $n^a(x)\to\delta^a_3$ при $|x|\to\infty$ пространство $\$^3$ компактифицируется в $\$^3$ и при таких отображениях прообразами двух отличных точек на «полевой» сфере $\$^2$ будут две разные B-линии на «пространственной» сфере $\$^3$, зацепляющиеся какое-то число раз. Это число и есть индекс Хопфа, обозначаемый Q_H. Рецепт вычисления Q_H основывается на том, что в силу (8) $\mathrm{div}B=0$, т. е. B-линии замкнуты, и если натянуть на одну из них ориентированную поверхность, то вторая линия должна пересечь эту поверхность ровно Q_H раз. Это приводит к следующему аналитич. выражению для Т. з. типа индекса Хопфа:

$$Q_H=-\frac{1}{(8\pi)^2}\int d^3x(AB)=\int J^0_H d^3x,$$

где введён сохраняющийся топологич. ток

$$J^\mu_H=-\frac{1}{128\pi^2}\varepsilon^{\mu\nu\lambda\rho}f_{\nu\lambda}A_\rho;\quad \mu,\nu,\lambda,\rho=0,1,2,3;$$

и соответственно n-поля классифицируются элементами 3-й гомотопич. группы $\pi_3(\$^2)=\mathbb{Z}$. Оценка для энергии $\mathscr{E}$ модели через Q_H имеет вид $\mathscr{E}>\varepsilon\lambda(4\pi^2)\sqrt{2}\,3^{3/8}\,|Q_H|^{3/4}$,

где случай равенства исключается ввиду недостижимости ниж. грани функционала энергии.

Магнитные Т. з. возникают в моделях хиггсовского типа (см. *Хиггса поля*), имеющих разнообразные приложения в физике элементарных частиц, конденсированных сред, в астрофизике, теории сверхпроводимости и т. д. При этом $d=n+1$ и для получения конфигураций с конечными динамич. характеристиками (энергией, импульсом и т. п.) и нетривиальными Т. з. наряду со скалярными полями для $d\geqslant 3$ требуется вводить в рассмотрение *калибровочные поля* и предполагать нетривиальное асимптотич. поведение полей на пространственной бесконечности [7], [8].

Простейшая абелева модель Хиггса при $d=3$, $n=2$ включает скалярные поля $\varphi(t,x,y)=(\varphi_1,\varphi_2)$, взаимодействующие посредством $U(1)$-калибровочного поля, A_a, $a=x,y$. Магнитный Т. з. q записывается как

$$q=\frac{1}{2\pi}\int\limits_{\mathbb{R}^2}\varepsilon_{ab}A_{ba}d^2x=\frac{1}{2\pi}\int\limits_{\mathbb{R}^2}F_{xy}d^2x, \qquad (9)$$

где $F_{ab}=A_{b,a}-A_{a,b}$ — тензор напряжённости калибровочного поля, характерный для электромагнетизма. Таким образом, F_{xy} можно воспринимать как магн. поле, а второй интеграл в (9) — как суммарный магн. поток через плоскость (x,y). Условие целочисленности $q\in\mathbb{Z}$ равносильно заданию правила квантования магн. потока и выполняется при стремлении $F_{xy}\to 0$ быстрее, чем $|r|^{-2}$ на пространственной бесконечности. В отличие от Т. з. Q в чисто скалярных полевых теориях, магнитный Т. з. определяется как степень отображения не в полевое многообразие Φ, а в множество нулей потенциала $V(\varphi)$: $M_0=\{\varphi:V(\varphi)=0\}$ — т. н. хиггсовский вакуум модели, при стремлении $|r|\to\infty$ в любом направлении. Поскольку возможные пространственные направления в d-мерном пространстве-времени задаются единичным вектором $\{e:e^2=1\}=\$^{d-2}_\infty$, в общем случае имеем $q=\deg\{\$^{d-2}_\infty\to M_0\}$. Для потенциала $V(\varphi)=(\lambda/2)(\boldsymbol{\varphi}^2-\boldsymbol{\varphi}_0^2)^2$ (φ_0 — нек-рое фиксир. значение) хиггсовский вакуум $M_0=\$^1$, т. е. $q=\deg(\$^1_\infty\to\$^1)$. Оценка энергии модели $\mathscr{E}$ через магнитный Т. з. q: $\mathscr{E}\geqslant\pi|q|$ содержит равенство, и конфигурации с мин. энергией отвечают

т. н. N-вихревым ($q=N>0$) и N-антивихревым ($q=N<0$) решениям ур-ний Богомольного. Такие решения, описывающие, в частности, экспериментально наблюдаемые вихри Абрикосова (см. *Решётка вихрей Абрикосова*) в рамках абелевой модели Хиггса обнаружены Х. Нильсеном (H. Nielsen) и П. Олесеном (P. Olesen) в 1973. Аналогичную топологич. природу имеют условия квантования Дирака для заряда *магнитного монополя* [8]: $eq/2\pi h\in\mathbb{Z}$, где e — заряд частицы в поле монополя Дирака.

В неабелевой модели Хиггса $SO(3)$- или $SU(2)$-калибровочные поля A_μ, $\mu=0, 1, 2, 3$, взаимодействуют с триплетом скалярных полей (изовекторное поле Хиггса) $\boldsymbol{\varphi}=(\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3)$; лагранжиан имеет вид:

$$\mathscr{L}=\frac{1}{2}(D_\mu\varphi)^2-\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}-V(\varphi), \qquad (10)$$

где $F^a_{\mu\nu}=\partial_\mu A^a_\nu-\partial_\nu A^a_\mu-e\varepsilon^{abc}A^b_\mu A^c_\nu$ ($a, b, c=1, 2, 3$) — тензор напряжённости калибровочного поля A^a_μ, $D_\mu\varphi^a=\partial_\mu\varphi^a-e\varepsilon^{abc}A^b_\mu\varphi^c$ — ковариантная производная и $V(\varphi)=(\lambda/4)(\boldsymbol{\varphi}^2-\varphi_0^2)^2$. Хиггсовский вакуум в данном случае определяется как $M_0=\{\varphi:\ D_\mu(\varphi)=0;\ V(\varphi)=0, (\boldsymbol{\varphi}^2=\varphi_0^2)\}$, т. е. является 2-сферой радиуса φ_0 в изотопич. пространстве. Поскольку поля $\varphi\in M_0$ не инвариантны относительно преобразований из $G=SO(3)$ и в то же время инвариантны относительно подгруппы $H=SO(2)\simeq U(1)$ вращений вокруг выделенного направления в изопространстве, $M_0=G/H$. Магнитный Т. з. монополя q находится по теореме Гаусса — Остроградского вычислением потока магн. поля $F^{ij}=-\varepsilon^{ijk}B^k$ ($i, j, k=1, 2, 3$) через замкнутую поверхность Σ, лежащую в хиггсовском вакууме и окружающую точку возможной локализации монополя:

$$q=\oint_\Sigma BdS=-\frac{1}{2e\varphi_0^3}\oint_\Sigma\varepsilon^{ijk}\varepsilon_{abc}\varphi^a\partial_i\varphi^b\partial_j\varphi^c dS_k,$$

где dS_k — ориентированный элемент поверхности сферы Σ и

$$N=\frac{1}{8\pi\varphi_0^3}\oint_\Sigma\varepsilon^{ijk}\varepsilon_{abc}\varphi^a\partial_i\varphi^b\partial_j\varphi^c dS_k$$

есть число обходов полем $\varphi(\boldsymbol{x})$ вакуумного многообразия M_0 при пробегании $\boldsymbol{x}$ по всей поверхности Σ. При этом заряд монополя $q=-4\pi N/e$ и состояния системы классифицируются гомотопич. группой

$$\pi_2(M_0)=\pi_2(G/H)=\pi_2(SO(3)/SO(2)).$$

В отличие от сингулярных монополей Дирака модель (10) обладает регулярными решениями с конечной энергией и нетривиальным магн. зарядом q: монополи т'Хоофта — Полякова, монополи Богомольного — Прасада — Соммерфилда (БПС-монополи), а также дионными решениями Джулиа — Зи с нетривиальными электрич. и магн. зарядами [8]. Энергия модели оценивается через Т. з. q, $\mathscr{E}\geqslant\varphi_0|q|=4\pi\varphi_0|N|/e$, и ниж. грань достигается на БПС-монополях. Магн. монополи с нетривиальными Т. з. возникают и в моделях *Великого объединения* сильных, слабых и эл.-магн. взаимодействий.

Нетривиальные топологич. характеристики присущи конфигурациям евклидовых *Янга — Миллса полей* $A_\mu=(i/2)\tau^a A^a_\mu$, где τ^a — матрицы Паули, удовлетворяющим ур-нию самодуальности

$$F_{\mu\nu}=\pm F^*_{\mu\nu};\ F_{\mu\nu}=\partial_\mu A_\nu-\partial_\nu A_\mu+[A_\mu, A_\nu] \qquad (11)$$

и обладающим конечным действием

$$S=-\frac{1}{4}\int_\Gamma d^4x F^a_{\mu\nu}F^a_{\mu\nu}. \qquad (12)$$

Здесь $F^*_{\mu\nu}=(1/4)\varepsilon_{\mu\nu\lambda\rho}F^{\lambda\rho}$ — дуальный тензор напряжённости полей Янга — Миллса в евклидовом пространстве; Γ — область интегрирования. Условие конечности действия (12) влечёт $F_{\mu\nu}\to 0$ при $|x|\to\infty$, т. е. вдоль всей границы $\partial\Gamma$ 4-мерной области Γ, $\partial\Gamma\simeq\$^3$. Как следствие, рассматриваемые конфигурации должны быть локализованы в пространстве и во времени и по этой причине получили назв. *инстантоны*. С др. стороны, на границе $\partial\Gamma$ поле A_μ должно быть чистой калибровкой $A_\mu(x)\to g(x)\partial_\mu g^{-1}(x)$, $x\in\partial\Gamma$, где $g(x)$ — непрерывное отображение $\partial\Gamma\simeq\$^3$ в калибровочную группу G, т. е. g: $\$^3\to G$. Согласно теореме Ботта, для любой простой группы Ли G отображение $g(x)$ можно непрерывным образом деформировать в g: $\$^3\to SU(2)$. Последнее замечание позволяет, во-первых, отождествить $A_\mu(x)$ на $\partial\Gamma$ с киральным током L_μ (см. *Скирма модель*), а во-вторых, вычислить Т. з. инстантонов n (т. н. числа Понтрягина) по ф-лам для Т. з. модели Скирма:

$$n=-\frac{1}{48\pi^2}\varepsilon^{ijk}\int_{\partial\Gamma}d^3x\,\mathrm{Tr}(L_i[L_j, L_k]). \qquad (13)$$

В терминах тензора $F_{\mu\nu}$ ф-ла (13) приобретает вид $n=\frac{1}{16\pi^2}\int_\Gamma d^4x\,\mathrm{Tr}(F_{\mu\nu}\cdot F^*_{\mu\nu})=\frac{1}{32\pi^2}\int_\Gamma d^4x(F\cdot F^*)$. Евклидово действие S оценивается снизу через Т. з. n: $S\geqslant 8\pi^2|n|$, и равенство достигается на решениях ур-ния самодуальности (11). Согласно существующим представлениям, инстантоны, особый вид колебаний вакуума, реализуются как туннельные переходы между разл. вакуумами чисто калибровочных Янга — Миллса теорий и по этой причине играют существ. роль в определении основного вакуумного состояния в теориях такого рода. Классификация инстантонных полевых конфигураций даётся группой $\pi_3(SU(2))=\mathbb{Z}$.

Наряду с целочисленными топологич. характеристиками, в ряде совр. полевых моделей вводятся Т. з. с дробными значениями [9].

Лит.: 1) Skyrme T. H. R., A nonlinear theory of strong interactions, «Proc. Roy. Soc.», 1958, v. A247, p. 260; его же, A nonlinear field theory, «Proc. Roy. Soc.», 1961, v. A260, p. 127; его же, A unified field theory of mesons and baryons, «Nucl. Phys.», 1962, v. 31, p. 556; 2) Finkelstein D., Misner C., Some new conservation laws, «Ann. of Phys.», 1959, v. 6, p. 230; 3) Balachandran A. P. [a. o.], Exotic levels from topology on the quantum-chromodynamics effective lagrangians, «Phys. Rev. Lett.», 1982, v. 49, p. 1124; 4) Makhankov V. G., Rybakov Y. P., Sanyuk V. I., The Skyrme model. Fundamentals methods, applications, B. — L., 1993; 5) Косевич А. М., Иванов Б. А., Ковалев А. С., Нелинейные волны намагниченности. Динамические и топологические солитоны, К., 1983; 6) Рыбаков Ю. П., О солитонах с индексом Хопфа, в сб.: Проблемы теории гравитации и элементарных частиц, в. 12, М., 1981; Структура частиц в нелинейной теории поля, М., 1985; 7) Додд Р. и др., Солитоны и нелинейные волновые уравнения, пер. с англ., М., 1988; 8) Goddard P., Olive D. I., Magnetic monopoles in gauge field theories, «Repts. Progr. Phys.», 1978, v. 41, p. 1357; Goddard P., Mansfield P., Topological structures in field-theories, «Repts Progr. Phys.», 1986, v. 49, p. 725; 9) Goldstone J., Wilczek F., Fractional quantum numbers on solitons, «Phys. Rev. Lett.», 1981, v. 47, p. 986.

В. И. Санюк.

ТОПОЛОГИ́ЧЕСКИЙ СОЛИТО́Н — *солитон* с нетривиальной топологич. характеристикой (типа степени отображения, инварианта Хопфа и т. д.) — *топологическим зарядом*. В расширенном смысле (опуская присущее «истинным» солитонам свойство сохранения формы после столкновений) термин «Т. с.» принято использовать как для обозначения топологически нетривиальных решений с конечными динамич. характеристиками в теории поля (кинков, монополей, инстантонов, скирмионов и т. д.), так и для модельного описания устойчивых неоднородных состояний (локализованных структур) в конденсированных средах: вихрей, дислокаций, дисклинаций, доменных стенок, точечных дефектов и т. п. ([1], [2]).

Простейшие (1+1)-мерные (пространственная координата+время) Т. с. — кинки [от англ. kink — изгиб, петля,

узел; термин предложен Д. Финкельштейном (D. Finkelstein) в 1966] описываются решениями вида

$$\varphi_к(x,\,t)=4\operatorname{arctg}\left\{\exp\left[\frac{\pm(x-x_0-vt)}{\sqrt{1-v^2}}\right]\right\} \qquad (1)$$

синус-Гордона уравнения (здесь и далее $c=\hbar=1$)

$$\frac{\partial^2\varphi(x,\,t)}{\partial x^2}-\frac{\partial^2\varphi(x,\,t)}{\partial t^2}=\sin\varphi(x,\,t), \qquad (2)$$

где $\varphi(x,\,t)$ — вещественная скалярная ф-ция, знак «+» в (1) соответствует кинку (знак «−» — антикинку), находящемуся в момент времени $t=0$ в точке x_0 и движущемуся со скоростью v в направлении $+x$ (соответственно $-x$ для антикинка). Решения (1) удовлетворяют граничным условиям $\varphi(-\infty)=0$, $\varphi(\infty)=2\pi$ (рис. 1) и характеризуются топологич. зарядом

$$Q=\frac{1}{2\pi}\int\limits_{-\infty}^{\infty}\frac{\partial\varphi}{\partial x}\,dx=\frac{1}{2\pi}\left[\varphi(\infty)-\varphi(-\infty)\right],$$

равным ±1 соответственно для кинка и антикинка. Энергия кинка (антикинка) $\mathscr{E}$ ограничена снизу величиной топологич. заряда $\mathscr{E}>c|Q|$, где c — константа, что обеспечивает его устойчивость в отношении распада на состояния с меньшей энергией (см. *Устойчивость солитонов*).

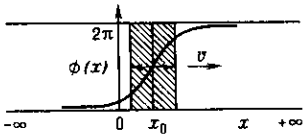


Рис. 1. Кинк уравнения синус-Гордона, локализованный в точке $x=x_0$, движущийся со скоростью v в направлении $+x$. Заштрихована область изгиба функции φ, где сосредоточена основная часть энергии кинка.

Для наглядной иллюстрации кинка синус-Гордона ур-ния рассмотрим упругую полоску, уложенную вдоль оси x и характеризуемую в каждой точке оси углом закручивания (отклонения от равновесного положения края полоски) $\varphi(x)$ (рис. 2, *а*). Ф-цию $\varphi(x)$ можно задать непрерывным образом в случае полоски конечной длины $0\leqslant x\leqslant l$, если наложить периодические граничные условия $\varphi(0)=\varphi(l)=\varphi_0(\mathrm{mod}\,2\pi)$, т. е. отождествить концы полоски с точностью до 2π-кратного поворота. В результате получаем замкнутую полоску. Если до отождествления концов полоски повернуть один из них на угол 2π относительно оси x (к примеру по часовой стрелке), то после замыкания полоска будет содержать «скрутку» — кинк, к-рый не может быть устранён без разрыва полоски, т. е. будет сохраняться на протяжении всей последующей эволюции полоски (рис. 2, *б*). Для создания в полоске 2-кинкового состояния следует повернуть один из её концов (до отождествления) на угол 4π (рис. 2, *в*) и т. д. Антикинк будет соответствовать закручиванию на 2π против часовой стрелки; понятно, что он будет «аннигилировать» с кинком, если их создать на одной и той же полоске.

Синус-Гордона ур-ние (2), в частности, применяется для описания распространения *дислокаций* в кристаллах, движения *Блоха стенок* в магнитоупорядоченных средах и *доменных стенок* в *сегнетоэлектриках*, распространения квантов магн. потока (флаксонов) в длинных джозефсоновских контактах (см. *Джозефсона эффект*) и т. д.

Др. примером (1+1)-мерных Т. с. являются кинки т. н. φ^4-модели с ур-нием

$$\frac{\partial^2\varphi(x,\,t)}{\partial t^2}-\frac{\partial^2\varphi(x,\,t)}{\partial x^2}=m^2\varphi-\lambda\varphi^3, \qquad (3)$$

где параметры λ, $m^2\geqslant0$. Модель простейшим образом иллюстрирует явление *спонтанного нарушения симметрии*. Действительно, ур-ние (3) допускает два решения-константы $\varphi=\pm m/\sqrt{\lambda}$, отвечающих нулевому уровню энергии $\mathscr{E}=0$, к-рые переводятся друг в друга (неинвариантны) при

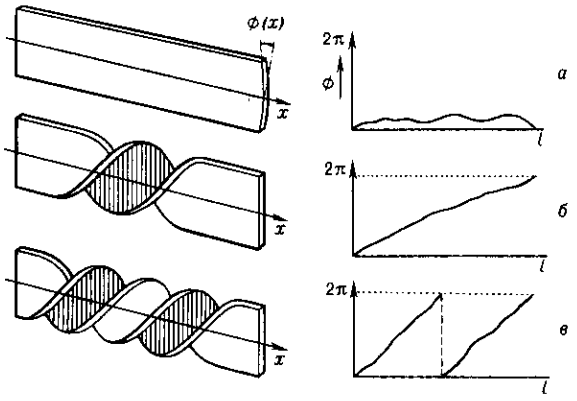


Рис. 2. Состояния полоски и отвечающие им изменения функции $\varphi(x)$: *а* — топологически тривиальная полоска с малыми отклонениями от равновесного положения; *б* — полоска, содержащая 2π-«скрутку» — кинк; *в* — полоска, содержащая 4π-«скрутку» — 2-кинк.

преобразованиях отражения $\varphi\to-\varphi$, в то время как ур-ние (3) и соответствующий лагранжиан инвариантны при таких отражениях. В квантовом варианте указанным постоянным решениям отвечают два вырожденных вакуумных состояния $|0\rangle$, $|0'\rangle$ (см. *Вырождение вакуума*). Выбор любого из этих вакуумов приводит к теории со спонтанно нарушенной отражательной симметрией.

Помимо постоянных решений ур-ние (3) допускает кинковое (антикинковое) статическое решение (рис. 3)

$$\varphi_+(x)=\pm\frac{m}{\sqrt{\lambda}}\,\mathrm{th}\left[\frac{m(x-x_0)}{\sqrt{2}}\right], \qquad (4)$$

с энергией $\mathscr{E}=(2\sqrt{2}/3)m^3/\lambda$, локализованной в малой окрестности точки x_0. При $x=\pm\infty$ решение (4) переходит в постоянные решения, а в точке обращения в нуль параметра нелинейности λ решение (4) становится сингулярным, что свидетельствует о его непертурбативном характере [т. е. решение (4) не может быть получено методами теории возмущений].

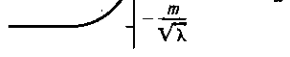


Рис. 3. Кинк φ^4-модели, локализованный в точке $x=0$.

Топологический заряд φ^4-теории записывается в виде

$$Q=\frac{\sqrt{\lambda}}{2m}\int\limits_{-\infty}^{\infty}\frac{\partial\varphi}{\partial x}\,dx=\frac{\sqrt{\lambda}}{2m}\left[\varphi(\infty)-\varphi(-\infty)\right],$$

при этом $Q=\pm1$ для кинка (4) и $Q=0$ для постоянных решений. В классич. теории это означает, что кинк не может быть непрерывным образом деформирован ни к одному из тривиальных решений (требуется бесконечная энергия для преодоления бесконечно высокого потенц. барьера). На квантовом уровне закон сохранения топологич. заряда запрещает кинку распадаться либо посредством туннельного эффекта переходить в одно из вакуумных состояний. Все это позволяет интерпретировать кинки как устойчивые частицеподобные состояния.

Следующим важным свойством φ^4-модели является наличие в ней вырожденных состояний с пространством вырождения (см. ниже) $D=S^0$ (нульмерная сфера, состоящая, как известно, из двух точек, в данном случае $\pm m/\sqrt{\lambda}$). Это обстоятельство позволяет распространить как методы ис-

следования, так и выводы φ^4-модели на широкий круг объектов в физике конденсированных сред, таких, как твёрдые и жидкие *кристаллы, ферромагнетики* и *антиферромагнетики, сверхпроводники* и сверхтекучие жидкости He^4 и He^3 и т. д. Возможность применения топологич. методов к классификации *дефектов* (нарушений локального равновесия) в конденсированных средах замечена Г. Е. Воловиком и В. П. Минеевым (1977) и основана на том, что во многих физически интересных ситуациях (примеры приведены ниже) можно говорить об установлении т. н. *локального термодинамического равновесия*. При этом можно говорить о темп-ре образца T как о ф-ции, зависящей от точки, а если состояния термодинамич. равновесия оказываются вырожденными при темп-рах ниже нек-рого критич. значения $T<T_c$, то и др. характеристики конденсированных сред будут зависеть от точки (см. [3]). Естеств. предположение о непрерывности таких зависимостей позволяет описывать состояния конденсированных сред в терминах полевых переменных и соответственно использовать методы алгебраич. *топологии* (теорию гомотопий, теорию гомологий и когомологий, теорию *расслоений* и др.) для классификации состояний, установления закономерностей глобального характера, доказательства теорем существования солитонных решений и т. д.

Дефекты в конденсированных средах как Т. с. Топологич. анализ дефектов не претендует на полноту описания физ. картины, в частности, он практически не даёт количественных ответов, к-рые по сути слабо зависят от реализуемой топологии. Тем не менее такой анализ позволяет простыми средствами выявлять те качественные особенности рассматриваемых явлений, к-рые должны быть приняты во внимание при более детальном описании. Напр., легко можно понять причину отсутствия топологически устойчивых образований в обычной жидкости. Как известно, вихри могут быть устойчивы лишь в идеальной жидкости (теорема Кельвина — Гельмгольца), а под влиянием вязкости такие вихри рассасываются. С точки зрения топологии причина состоит в том, что обычная жидкость не вырождена. В то же время *квантованные вихри* в сверхтекучем He^4 топологически устойчивы именно в силу вырожденности осн. состояний. В результате никакое вязкое трение не может изменить кванта циркуляции сверхтекучей скорости He^4; с др. стороны, рассасывание вихря означало бы расширение области дефекта (нарушения сверхтекучести), что энергетически невыгодно.

Во многих случаях для предсказания существования того или иного типа дефекта в образце конденсированной среды достаточно исследовать связность пространства вырождения D — множества всех равновесных состояний образца при фиксиров. темп-ре T. Согласно теории Ландау *фазовых переходов* 2-го рода, равновесное состояние образца определяется минимизацией функционала свободной энергии по множеству состояний, характеризуемых конечным числом параметров, называемых *параметрами порядка* теории. Рассматривая параметры порядка $\varphi(x)$ как непрерывные отображения, определённые в области $\mathcal{M}\subset R^3$, занимаемой образцом, и принимающие значения в пространстве вырождения D

$$\varphi(x):\mathcal{M}\to D, \qquad (5)$$

приходим к стандартной задаче теории гомотопий по классификации отображений (5). Математически $\mathcal{M}$ определяется как компактное связное *многообразие* с границей $\partial\mathcal{M}$, а дефекты отождествляются с особыми (сингулярными) или неособыми точками, линиями и плоскостями, где параметры порядка $\varphi(x)$ не определены. Если тем или иным образом удаётся доопределить отображение $\varphi(x)$ так, что оно будет регулярным во всей области $\mathcal{M}$, то такие дефекты наз. устранимыми. Наличие неустранимых особенностей в поле параметра порядка ведёт к пересмотру его области определения, т. е. вместо (5) рассматривают отображения вида

$$\varphi(x):\mathcal{M}\setminus\Sigma\to D, \qquad (5a)$$

здесь Σ — область дефекта (подмногообразие $\mathcal{M}$), где параметры $\varphi(x)$ не определены регулярным образом.

В том случае, когда среда обладает *точечными дефектами*, Σ будет 0-мерным подмногообразием, состоящим из одной или нескольких особых точек внутри $\mathcal{M}$. Такие дефекты принято называть «ежами» по виду конфигурации параметра $\varphi(x)$ в окрестности особой точки. С топологич. точки зрения $\mathcal{M}\setminus\Sigma=\mathcal{M}\setminus\{0\}\simeq S^2$, иными словами, всегда возможно охватить область Σ сферой S^2 (рис. 4, *а*), и вместо отображений (5а) рассматривать в качестве параметров порядка

$$\varphi|_{S^2}:S^2\to D. \qquad (6)$$

Дальнейшая топологич. классификация дефектов проводится по стандартной схеме. Множество отображений (6) разбивается на гомотопич. классы $[S^2, D]_i$, $i\in\mathbb{Z}$, каждый

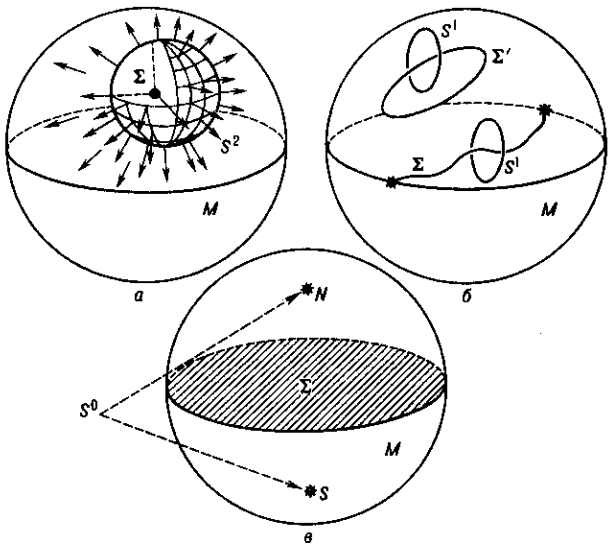


Рис. 4. Типы дефектов в конденсированных средах и соответствующие им подмногообразия дефектов Σ: *а* — точечный дефект; *б* — линейный дефект; *в* — планарный дефект.

из к-рых объединяет лишь те отображения из (6), к-рые переводимы друг в друга непрерывной деформацией (гомотопны между собой). Далее, на множестве гомотопич. классов $\{[S^2, D]_i\}$ задаётся закон композиции, по отношению к к-рому классы $[S^2, D]_i$ будут элементами 2-й гомотопической группы $\pi_2(D)$. Результат анализа сводится к утверждению, что топологически стабильные точечные дефекты в конденсированных средах возможны в случае, когда $\pi_2(D)=\mathbb{Z}$, т. е. когда каждому гомотопич. классу можно поставить в соответствие нек-рое число N из бесконечной *группы* целых чисел $\mathbb{Z}$ или одной из её конечных подгрупп. В применении к конденсированным средам вместо термина «гомотопический класс» употребляется термин «топологический тип дефекта», а число N наз. топологическим индексом (или зарядом) дефекта. Др. следствием изоморфизма $\pi_2(D)=\mathbb{Z}$ является «арифметика дефектов» при их слияниях и распадах: индекс «составного» дефекта N должен быть равен сумме (точнее, одному из значений суммы, в силу возможной многозначности операции сложения) индексов N_1 и N_2 слагаемых дефектов при слиянии и образовавшихся дефектов при распаде.

Одномерные подмногообразия дефектов Σ состоят из одной или нескольких особых линий, к-рые либо замкнуты в $\mathcal{M}$, либо начинаются и заканчиваются на границе $\partial\mathcal{M}$ (рис. 4, *б*). Такие линейные дефекты наз. «вихрями» или «струнами», а область Σ в любой точке можно охватить окружностью S^1. В этом случае параметры порядка суть отображения

$$\varphi|_{S^1}: S^1 \to D,$$

гомотопич. классы $[S^1, D]_i$ будут элементами 1-й гомотопической (фундаментальной) группы $\pi_1(D)$. Для существования топологически стабильных линейных дефектов требуется наличие изоморфизма $\pi_1(D) = \mathbb{Z}$. Наконец, когда $\dim \Sigma = 2$, мы приходим к параметрам порядка типа

$$\varphi|_{S^0}: S^2 \to D,$$

характерных для среды с планарными дефектами типа «доменных стенок» (рис. 4, *в*). Классификация проводится на основе т. н. 0-й гомотопической группы $\pi_0(D)$ и критерий существования стабильных планарных дефектов $\pi_0(D) = \mathbb{Z}$. Т. о., дефекты в конденсированных средах возникают как локализованные в пространстве структуры с нетривиальными топологич. характеристиками — индексами N, а их стабильность обеспечивается топологией пространства вырождения. Это и является основанием для рассмотрения перечисленных дефектов как Т. с. (в расширенном смысле). Следует отметить, что Т. с. в теории поля, как правило, обладают регулярным поведением во всей области определения.

На языке топологии получает естеств. объяснение и наиб. известный линейный дефект в кристаллах — краевая дислокация, возникающая при образовании лишней кристаллич. полуплоскости в решётке (рис. 5). Предполагается, что на расстояниях в несколько постоянных решётки от линии AB кристаллич. порядок восстанавливается. Поскольку пространство вырождения не зависит от вида кристалла, то достаточно рассмотреть простейший кубич. кристалл и смещения лишь вдоль одной из осей, x, с периодом решётки a_x. Состояния кристалла вырождены относительно сдвигов на a_x, т. к. такой сдвиг приводит к совмещению кристалла с самим собой. Иными словами, концы отрезка $[0, a_x]$ отвечают одному и тому же состоянию, что позволяет их отождествить. Для смещений x, лежащих вне отрезка $[0, a_x]$, всегда найдётся эквивалентное смещение внутри того же отрезка. В результате приходим к пространству вырождения кристалла по оси x в виде отрезка $[0, a_x]$ с отождествлёнными концами, что топологически эквивалентно окружности S^1. Аналогичное вырождение состояний наблюдается и вдоль осей y и z, т. е. пространством вырождения кристалла в целом будет $D = S^1 \otimes S^1 \otimes S^1 \equiv T^3$ — многообразие трёхмерного тора. Топологич. тип параметров порядка кристалла (в соответствии с приведённой выше схемой) будет характеризоваться группой $\pi_1(T^3) = \mathbb{Z} \oplus \mathbb{Z} \oplus \mathbb{Z}$, т. е. топологически устойчивые *дисклинации* в кристаллах обладают тремя целочисленными топологич. индексами N_x, N_y и N_z, каждый из к-рых сохраняется при распадах и слияниях дислокаций. Отметим, что закон сохранения трёх индексов N_i, $i = x, y, z$, эквивалентен закону сохранения вектора Бюргерса $\boldsymbol{b} = a_x N_x \boldsymbol{e}_x + a_y N_y \boldsymbol{e}_y + a_z N_z \boldsymbol{e}_z$, где $\boldsymbol{e}_i$ — орт в направлении i-той оси. Поскольку топологич. тип линии дислокации не изменяется при непрерывных деформациях, то приведённый результат полностью переносится и на винтовые дислокации, к-рые топологически эквивалентны краевым.

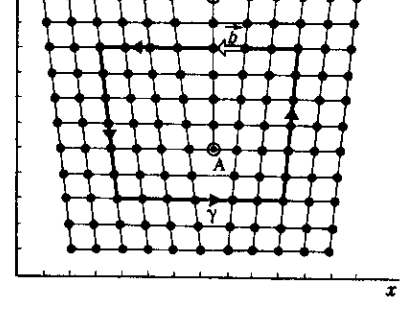


Рис. 5. Краевая дислокация в кубическом кристалле с осями вдоль x, y и z. Линия дислокации, которая перпендикулярна плоскости рисунка и изображена точкой A, является краем лишней полуплоскости. Замкнутый контур γ отвечает обходу линии дислокации в положительном направлении. Дислокация характеризуется топологическими индексами $N_x = 1$, $N_y = N_z = 0$ и вектором Бюргерса $\boldsymbol{b} = a_x \boldsymbol{e}_x$, перпендикулярным линии дислокации.

В изотропном ферромагнетике пространством вырождения является двумерная сфера $D = S^2$. Действительно, при $T < T_C$ (точка Кюри) в ферромагнетике возникает спонтанная намагниченность с вектором намагниченности $\boldsymbol{M}$, длина к-рого фиксируется темп-рой образца: $|\boldsymbol{M}| = M(T)$. Энергия ферромагнетика может зависеть как от величины $\boldsymbol{M}$ (собственно магн. энергия), так и от направления вектора $\boldsymbol{M}$ (т. н. энергия *магнитной анизотропии*). Поскольку энергия магн. анизотропии, как правило, пренебрежимо мала по сравнению с чисто магн. энергией, то для одного и того же энергетич. состояния ферромагнетика вектор $\boldsymbol{M}$ при заданной T может принимать все возможные направления. Каждому направлению нормированного на единицу вектора $\boldsymbol{n} = \boldsymbol{M}(T)/M(T)$ (параметр порядка ферромагнетика) можно взаимно однозначно сопоставить точку на сфере S^2 (последняя возникает как геом. место точек — концов вектора $\boldsymbol{n}$). Следовательно, в изотропных магнетиках с $D = S^2$ могут существовать стабильные точечные дефекты («ежи»), т. к. $\pi_2(S^2) = \mathbb{Z}$. В то же время линейные и планарные дефекты в таком магнетике будут неустойчивы. При наложении однородных граничных условий на бесконечности ($\boldsymbol{n} = \boldsymbol{n}_0$ при $|\boldsymbol{r}| \to \infty$) возникает эфф. компактификация пространства R^3, т. е. $R^3 \cup \{\infty\} \equiv S^3$. В результате вместо (5) имеем отображения Хопфа (H. Hopf):

$$\boldsymbol{n}: S^3 \to S^2,$$

классифицирующиеся по группе $\pi_3(S^2) = \mathbb{Z}$.

Простейшей нетривиальной конфигурацией поля в таком случае будет неособый кольцевой вихрь с инвариантом Хопфа $Q_H = 1$. Правда, для стабилизации такого вихря к лагранжиану обычной *сигма-модели* требуется добавить члены 4-го порядка по производным $\boldsymbol{n}$ [4].

Для анизотропного ферромагнетика типа «лёгкая плоскость» вектор $\boldsymbol{n}$ лежит в нек-рой плоскости, и пространством вырождения в этом случае будет $D = S^1$ (окружность). В таких образцах могут возникать устойчивые линейные дефекты — «вихри», т. к. $\pi_1(S^1) = \mathbb{Z}$. В полярных координатах (r, φ) на плоскости вне области дефекта Σ параметр порядка можно представить в виде $\boldsymbol{n} = A(r, \varphi) \exp\{i\alpha(r, \varphi)\}$, где $\alpha(r, \varphi)$ — непрерывно меняющаяся фаза (угол между направлением $\boldsymbol{M}$ и нек-рым фиксированным направлением в «лёгкой плоскости»). «Вихрем» будет такая особая линия, при обходе к-рой фаза меняется на $\alpha(r, 2\pi) - \alpha(r, 0) = 2\pi N$, где N — топологический инвариант «вихря» — целое число, показывающее, сколько полных оборотов при этом делает вектор $\boldsymbol{n}$. На рис. 6, *а* изображён вихрь с $N = 1$, на рис. 6, *б* — с $N = -1$, 6, *в* — с $N = 0$.

Наконец, в ферромагнетиках типа «лёгкая ось» равновесными при каждом значении T будут лишь два состояния $\boldsymbol{M} = \pm M\boldsymbol{v}$ (где $\boldsymbol{v}$ — единичный вектор в направлении «лёгкой оси» намагничивания), т. е. $D = S^0$. В силу того, что $\pi_0(S^0) = \mathbb{Z}$, можно говорить о допустимости Т. с. типа «доменных стенок» в магнетиках типа «лёгкая ось». Динамика простейших «доменных стенок» описывается синус-Гордона ур-нием, *Шрёдингера уравнением нелинейным* и т. д. ([5], [6]).

Параметром порядка в нематических *жидких кристаллах* (или нематиках) служит директор $\boldsymbol{d}$, указывающий преимущественное направление длинных осей вытянутых молекул нематика при нек-рой $T < T_C$ (в отличие от вектора $\boldsymbol{n}$, для директора направления $\boldsymbol{d}$ и $-\boldsymbol{d}$ физически неразличимы). [Название «нематик» предложено Ш. Фриделем (Ch. Friedel).] Областью вырождения D (областью значений директора $\boldsymbol{d}$) в трёхмерном нематике является вещественное проективное пространство RP^2 (получаемое из сферы S^2 отождествлением диаметрально противоположных точек). Соответственно допустимы стабильные точечные

особенности («ежи»), к-рые классифицируются группой $\pi_2(RP^2)=\mathbb{Z}$, а их конфигурации и «арифметика» те же, что и для точечных дефектов в изотропном магнетике. Линейные дефекты — дисклинации в трёхмерном нематике — характеризуются группой $\pi_1(RP^2)=\mathbb{Z}_2$, где $\mathbb{Z}_2=\{0, 1\}$ — подгруппа $\mathbb{Z}$, задающая «двоичную арифметику» топологич. инвариантов дисклинаций: $0+1=1$; $1+1=0$. В связи с этим устойчивыми будут лишь дисклинации с нечётным топологич. инвариантом — индексом Франка N_F (рис. 6, *г, д, е*), а дисклинации с чётным индексом N_F (рис. 6, *а, б*) будут неустойчивы, т. к. они имеют возможность «вытекать в третье измерение». Индекс Франка определяется по аналогии с др. топологич. инвариантами как целое число N_F, связанное с изменением фазы α вектора $\boldsymbol{d}$ при обходе по замкнутому контуру вокруг линии дисклинации соотношением $\alpha=\pi N_F$. Заметим, что дисклинации, изображённые на рис. 6 (*г, д, е*),

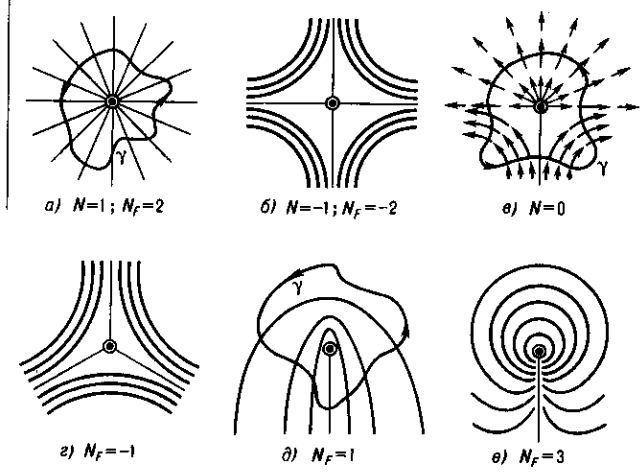


Рис. 6. Вихревые дефекты в ферромагнетиках и дисклинации в нематиках (во всех случаях особые линии перпендикулярны плоскости рисунков).

невозможны в ферромагнетиках, т. к. при этом поле $\boldsymbol{n}$ имело бы разрыв вдоль поверхности, опирающейся на особую линию. В нематиках они существуют лишь в силу неразличимости взаимно противоположных направлений директора $\boldsymbol{d}$. В двумерных нематиках $D=RP^1\simeq S^1$ и отсутствуют устойчивые точечные дефекты в силу $\pi_2(RP^2)=0$. В то же время в них реализуются как устойчивые структуры все типы дисклинаций, изображённые на рис. 6, т. к. $\pi_1(RP^1)=\mathbb{Z}$. Топологич. анализ дефектов в антиферромагнетиках проводится по аналогии с нематиками.

Для сверхтекучей компоненты He^4 (см. *Гелий жидкий, Квантовая жидкость*) областью вырождения D состояний, описываемых волновой ф-цией $\psi=|\psi|\exp(i\varphi)$, будет область возможных значений волновой ф-ции при фиксированном её модуле $|\psi|$. Физически это связано с т. н. *Бозе — Эйнштейна конденсацией* бесспиновых атомов изотопа He^4 в состоянии с наим. энергией жидкости при темп-ре $T<T_C$, т. е. с накоплением в одном и том же состоянии большого числа частиц квантовой жидкости. Если пренебречь слабым взаимодействием между атомами жидкости, то при $T=0$ °K в состоянии с мин. энергией будут находиться все без исключения частицы, что и позволяет описывать их одной и той же (не зависящей от координат частиц) волновой ф-цией $\psi=|\psi|\exp(i\varphi)$. Нормированная волновая ф-ция $\Phi(x)=(\psi/|\psi|)\exp[i\varphi(x)]$ в этом случае играет роль параметра порядка, т. е. на комплексной плоскости, область вырождения представляет собой окружность $D=S^1$, вдоль к-рой меняется фаза φ (вырождение состояний по фазе). На основании того, что $\pi_2(S^1)=0$, $\pi_1(S^1)=\mathbb{Z}$, заключаем, что точечных дефектов в He^4 нет; в то же время линейные дефекты — вихри в He^4 — будут устойчивыми особенностями с целочисленными топологич. инвариантами.

Действительно, скорость течения сверхтекучей компоненты He^4 выражается через градиент фазы $v_s=(h/m)\nabla\varphi$, где m — масса атома He^4. Циркуляция скорости выражается через изменение фазы $\delta\varphi$ при обходе линии вихря по произвольному замкнутому контуру γ и равна $(2\pi h/m)\delta\varphi$. Однозначной волновая ф-ция Φ будет лишь при условии, что изменение фазы $\delta\varphi=2\pi N$, где $N\in\mathbb{Z}$, т. е. имеет место квантование циркуляции скорости при обходе вокруг линии вихря. Поскольку $\delta\varphi=2\pi N$ при обходе по любому сколь угодно малому контуру γ, это означает, что сама фаза не может быть однозначно определена на линии вихря, т. е. это действительно особая линия. Именно в силу квантования циркуляции интенсивность вихря лишена возможности уменьшаться непрерывным образом под действием вязкости. С др. стороны, запрещено возникновение вихрей с произвольной циркуляцией. Всё это и обеспечивает незатухающий характер сверхтекучего движения в He^4. Значению $N=0$ соответствуют безвихревые, или потенциальные, течения He^4. Топологич. свойства сверхпроводников совпадают со свойствами сверхтекучего He^4.

Ситуация с топологически стабильными дефектами в He^3 более сложная, т. к. параметром порядка в этом случае является комплексный тензор 2-го ранга A_{ik}, $i, k=1, 2, 3$. Это, в частности, есть отражение того факта, что в отличие от бозе-жидкости He^4, He^3 является ферми-жидкостью, допускающей существование анизотропных сверхтекучих фаз. Для B-фазы He^3 пространство вырождения D топологически эквивалентно $SO(3)\otimes U(1)$. Вычисления гомотопич. групп $\pi_2(D)=0$, $\pi_1(D)=\pi_1[SO(3)]+\pi_1[U(1)]=\mathbb{Z}_2\oplus\mathbb{Z}$ указывают на то, что в B-фазе He^3 отсутствуют топологически стабильные точечные дефекты, а линейные дефекты — вихри — характеризуются набором из двух топологич. чисел.

Для A-фазы He^3 пространство $D=S^2\otimes SO(3)/\mathbb{Z}_2$. Это означает, что пространство $S^2\otimes SO(3)$ — двулистное накрытие D, а, следовательно, односвязное пространство $S^2\otimes SU(2)$ — четырёхлистное накрытие D. В итоге для гомотопич. групп пространства вырождения параметра порядка A-фазы имеем $\pi_2(D)=\mathbb{Z}$, $\pi_1(D)=\mathbb{Z}_4$, т. е. в A-фазе He^3 точечные дефекты характеризуются целочисленным топологич. инвариантом, а для вихрей топологич. инвариант будет вычетом по модулю 4. Подобная структура фаз и топология дефектов предполагается и в нейтронных звёздах.

Динамика многомерных Т. с. Топологич. анализ дефектов даёт лишь качественные ответы и необходимые критерии существования стабильных Т. с. типа наличия изоморфизмов $\pi_k(D)=\mathbb{Z}$ для пространств вырождения параметров порядка. При этом в роли параметров порядка могут фигурировать скалярные, комплексные, векторные и в общем случае тензорные поля. Количественное описание Т. с. основывается на построении, как правило, нелинейных динамич. моделей, обладающих след. свойствами: (а) ур-ния Эйлера — Лагранжа модели допускают регулярные локализованные решения с конечными динамич. характеристиками (энергией, импульсом, моментом импульса и т. д.); (б) состояния наделены нетривиальными топологич. характеристиками Q (зарядами, индексами и т. д.); (в) функционал энергии модели оценивается снизу через топологич. инвариант Q: $\mathscr{E}>cf(Q)$, $c=\text{const}$, что обеспечивает динамич. устойчивость Т. с.

Вихри Нильсена — Олесена (H. B. Nielsen, P. Olesen, 1973). Динамич. описание линейных дефектов типа вихря возможно, напр., в рамках т. н. абелевой калибровочной модели Хиггса (P. W. Higgs, 1964; см. *Хиггса механизм*) с калибровочной группой $U(1)$ и лагранжианом

$$\mathscr{L}(x)=\frac{1}{2}(D_\mu\varphi)^*D_\mu\varphi-\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}-\frac{\lambda}{4}(\varphi^*\varphi-a_0^2)^2, \qquad (7)$$

где $\mu, \nu=0, 1, 2$; * означает комплексное сопряжение, $F_{\mu\nu}(x)=\partial_\mu A_\nu(x)-\partial_\mu A_\mu(x)$ — тензор напряжённости эл.-

магн. поля, $D_\mu\varphi(x)=(\partial_\mu-ieA_\mu)\varphi(x)$ — *ковариантная производная*, $a_0=\text{const}$. Комплексное хиггсовское поле $\varphi(x)=\varphi_1(x)+i\varphi_2(x)$ можно рассматривать, напр., как параметр порядка сверхпроводящей среды, а пространство вырождения в этом случае совпадает с многообразием классич. вакуумов $|\varphi|^2=a_0^2$, т. е. $D=S^1$. На этом основании можно предположить наличие стабильных Т. с. типа вихрей, т. к. $\pi_1(D)=\pi_1(S^1)=\mathbb{Z}$. Ур-ния Эйлера — Лагранжа для (7)

$$\begin{gathered}\partial^\nu F_{\mu\nu}=\frac{ie}{2}(\varphi^*\partial_\mu\varphi-\varphi\partial_\mu\varphi^*)+e^2A_\mu\varphi^*\varphi,\\(\partial_\mu-ieA_\mu)(\partial^\mu+ieA^\mu)\varphi=-\lambda\varphi(\varphi\varphi^*-a_0^2)\end{gathered}\qquad(8)$$

действительно допускают вихревые решения, т. н. вихри Нильсена — Олесена, на статических цилиндрически-симметричных полевых конфигурациях

$$\begin{gathered}A_0=A_3=0,\ A_i(x_1,x_2)=\varepsilon_{ij}\frac{B(\rho)}{\rho},\ i,j=1,2,\\\varphi(x_1,x_2)=f(\rho)\exp\{i\chi(\theta)\},\end{gathered}\qquad(9)$$

где $\rho=(x_1^2+x_2^2)^{1/2}$, $\theta=\operatorname{arctg}(x_2/x_1)$. Естественное условие отсутствия токов на бесконечности $\partial^\mu F_{\mu\nu}\to0$ при $\rho\to\infty$ влечёт в силу (8) и (9) $A_i\to-(1/e)\partial_i\chi(\theta)$. В результате магн. поток Φ через плоскость (x_1,x_2) запишется как

$$\Phi=\int d^2xF_{12}=\oint\limits_\gamma dx^iA_i(x)=-\frac{1}{e}\oint\limits_\gamma dx^i\partial_i\chi.$$

Требование однозначной определённости поля Хиггса φ выполнено тогда (и только тогда), когда при обходе линии вихря по любому замкнутому контуру γ фаза χ изменяется на $2\pi N$, следовательно,

$$\Phi=\frac{1}{e}[\chi(2\pi)-\chi(0)]=\frac{2\pi N}{e};\ N=0,\pm1,\pm2,\ldots$$

В результате магн. поток оказывается квантованным (без привлечения к.-л. постулата о квантовании) с квантом потока $2\pi/e$. Аналогичное свойство присуще вихрям магн. потока в сверхпроводниках 2-го рода (см. *Решётка вихрей Абрикосова*) (с заменой $e\to2e$ в силу *Купера эффекта*), т. к. в статическом пределе абелева модель Хиггса сводится к *Гинзбурга — Ландау теории* сверхпроводимости [7].

Вихри с N квантами магн. потока описываются решениями вида (9) ур-ний (8), к-рые при $\chi=N\theta$ удовлетворяют системе обыкновенных дифференц. ур-ний:

$$\begin{gathered}\frac{1}{\rho}\frac{d}{d\rho}\left[\rho\frac{d}{d\rho}f(\rho)\right]-\left[\left(\frac{N}{\rho}-eB\right)^2+\lambda(f^2-a_0^2)\right]f=0,\\\frac{d}{d\rho}\left[\frac{1}{\rho}\frac{d}{d\rho}(\rho B)\right]-\left(e^2B-\frac{eN}{\rho}\right)f^2=0.\end{gathered}\qquad(10)$$

Из требования конечности энергии, приходящейся на единицу длины вихря, выводится асимптотич. поведение ф-ций $f(\rho)$ и $B(\rho)$ на пространственной бесконечности: $f(\rho)\to a-\mu\exp(-\rho/\xi)$; $B(\rho)\to(N/e\rho)+\eta\exp(-\rho/\delta)$, где μ, η — константы, $\xi\equiv1/(a_0\sqrt{\lambda})$ — длина когерентности, задающая масштаб изменений скалярного поля, $\delta\equiv ea_0$ — глубина проникновения (характерный масштаб для магн. поля). Т. о., вне линии вихря $f(\rho)$ и $B(\rho)$ экспоненциально убывают с увеличением расстояния. Помимо точного (чисто калибровочного) решения $f(\rho)=a_0$, $B(\rho)=(N/e\rho)$, известны лишь численные решения ур-ний (10). По величине безразмерного параметра Гинзбурга — Ландау $k=\delta/\xi=\sqrt{\lambda}$ сверхпроводники можно разбить на два класса: условием $k<1/\sqrt{2}$ выделяются *сверхпроводники первого рода*; при $k>1/\sqrt{2}$ имеем *сверхпроводники второго рода*. Устойчивые вихри характерны лишь для сверхпроводников 2-го рода, т. к. при $k<1/\sqrt{2}$ между вихрями возникают силы притяжения, под действием к-рых они коллапсируют. Напротив, при $k>1/\sqrt{2}$ между вихрями возникают силы отталкивания, приводящие к образованию треугольных решёток с единичными (несущими один квант магн. потока) вихрями в узлах. Поскольку при $k>1/\sqrt{2}$ энергия (на единицу длины) N-вихревой конфигурации $\mathscr{E}_N>N\mathscr{E}_1$, $N>1$, где $\mathscr{E}_1$ — энергия (на единицу длины) единичного вихря, то такая конфигурация оказывается неустойчивой и распадается на N отдельных единичных вихрей, что и подтверждается экспериментом. (В сверхтекучих жидкостях, по аналогичным причинам, устойчивыми и наблюдаемыми являются лишь вихри с единичным топологическим числом.) В случае $k=1/\sqrt{2}$ ур-ния (10) редуцируются к системе 1-го порядка:

$$\begin{gathered}\frac{df}{d\rho}=\left(\frac{N}{\rho}-eB\right)f,\\\frac{1}{\rho}\frac{d}{d\rho}(\rho B)=-\frac{e}{2}(f^2-a_0^2).\end{gathered}\qquad(11)$$

Из (11) для энергии N-вихря, т. е. вихря, несущего N квантов магн. потока, выводится следующее выражение через энергию единичного вихря: $\mathscr{E}_N=N\mathscr{E}_1$, что свидетельствует об отсутствии взаимодействия между вихрями при $k=1/\sqrt{2}$.

Вихри Белавина — Полякова (А. А. Белавин, А. М. Поляков, 1975) — Т. с., обнаруженные в т. н. нелинейной $O(3)$-модели $\boldsymbol{n}$-поля $\boldsymbol{n}(x,t)=\{n^a(x,t),\ a=1,2,3;\ x\in R^2\}$, где n^a — действительные скалярные поля, подчинённые условию

$$n_an^a=\sum_{a=1}^3n_a^2(x,t)=\boldsymbol{n}\cdot\boldsymbol{n}=1,\qquad(12)$$

т. е. со значениями на сфере S^2. Динамика модели задаётся лагранжианом

$$\mathscr{L}=\frac{1}{2}\partial_\mu\boldsymbol{n}\cdot\partial^\mu\boldsymbol{n},\quad\mu=0,1,2,\qquad(13)$$

и ур-нием связи (12). Ур-ния Эйлера — Лагранжа находятся как условие экстремума действия для (13), где связь (12) учтена введением множителя Лагранжа, в итоге для статических полей имеем

$$\nabla^2\boldsymbol{n}-(\boldsymbol{n}\cdot\nabla^2\boldsymbol{n})\boldsymbol{n}=0.$$

Состояния с нулевой статической энергией $\mathscr{E}=0$ («классич. вакуумы»), где

$$\mathscr{E}=\frac{1}{2}\int d^2x\partial_i\boldsymbol{n}\cdot\partial_i\boldsymbol{n},\quad i=1,2,\qquad(14)$$

получаются из условия $\partial_i\boldsymbol{n}=0$, т. е. для всех $\boldsymbol{x}\in R^2$ поле $\boldsymbol{n}(\boldsymbol{x})=\boldsymbol{n}_0$, где $\boldsymbol{n}_0$ — нек-рый фиксированный единичный вектор с произвольной ориентацией. Иными словами, модель содержит вырожденное непрерывное семейство «классич. вакуумов», переводимых друг в друга преобразованиями (вращениями) из группы $O(3)$, т. е. пространство вырождения $D=S^2$. Солитонные решения с ненулевой, но конечной энергией (14) — Т. с. — должны удовлетворять граничным условиям

$$\boldsymbol{n}(\boldsymbol{x})\to\boldsymbol{n}_0\text{ при }r=|\boldsymbol{x}|\to\infty,$$

в силу к-рых пространство R^2 пополняется бесконечно удалёнными точками и эффективно компактифицируется $R^2\cup\{\infty\}\simeq S^2$, т. е. Т. с. следует искать среди отображений $\boldsymbol{n}(\boldsymbol{x})$: $S^2\to S^2$. Такие отображения классифицируются группой $\pi_2(S^2)=\mathbb{Z}$ с определённым значением топологич. заряда

$$Q=\frac{1}{8\pi}\int d^2x\varepsilon_{ik}\boldsymbol{n}\cdot[\partial_i\boldsymbol{n}\partial_k\boldsymbol{n}],\quad i,k=1,2,\qquad(15)$$

где скалярное и векторное произведения относятся к векторам $\boldsymbol{n}$, ε_{ik} — *Леви-Чивиты символ*. Из тождества

$$\int d^2x\left\{(\partial_i\boldsymbol{n}\pm\varepsilon_{ik}[\boldsymbol{n}\partial_k\boldsymbol{n}])\cdot(\partial_i\boldsymbol{n}\pm\varepsilon_{ij}[\boldsymbol{n}\partial_j\boldsymbol{n}])\right\}\geqslant0$$

с учётом (14), (15) находится оценка для энергии Т. с.:

$$\mathscr{E} \geqslant 4\pi|Q|, \qquad (16)$$

обеспечивающая его устойчивость в каждом гомотопич. классе. В случае равенства в (16) минимум энергии (14) реализуется на решениях т. н. ур-ний Богомольного (Е. Б. Богомольный, 1976)

$$\partial_i \boldsymbol{n} = \pm \varepsilon_{ik}[\boldsymbol{n}\partial_k \boldsymbol{n}], \qquad (17)$$

к-рые в координатах стереографич. проекции

$$\omega_1 = \frac{2n_1}{1-n_3}, \quad \omega_2 = \frac{2n_2}{1-n_3}$$

представляют собой условия Коши — Римана:

$$\frac{\partial\omega_1}{\partial x_1} = \pm\frac{\partial\omega_2}{\partial x_2}, \quad \frac{\partial\omega_1}{\partial x_2} = \mp\frac{\partial\omega_2}{\partial x_1}.$$

Т. о., любая *аналитическая функция* $\omega(z)$ или $\omega(z^*)$, где $\omega = \omega_1 + i\omega_2$, $z = x_1 + ix_2$, записанная в переменных n^a и $\boldsymbol{x}$, удовлетворяет ур-ниям (17). Напр.,

$$\omega(z) = [(z - z_0)/\lambda]^N \qquad (18)$$

описывает Т. с. нелинейной $O(3)$-модели с топологич. зарядом $Q = N$, т. н. N-вихри Белавина — Полякова. Здесь λ — любое действительное число, n — любое положительное целое число, z_0 — произвольное комплексное число. Считая поле $\boldsymbol{n}$ спиновой переменной, нелинейную $O(3)$-модель можно рассматривать как вариант *Гейзенберга модели* планарного магнетика. Статические решения (18) в (2+1)-измерениях переносятся и на случай $O(3)$-модели в (1+1)-измерениях, где они реализуются как *инстантоны* [1]. В (3+1) измерениях для возможных Т. с. — неособых кольцевых вихрей с единичным индексом Хопфа — при выборе функционала энергии $\mathscr{E}$ в виде (14) не имеет места оценка (16) и $\mathscr{E} \sim R$, где R — радиус кольца. Следовательно, минимум энергии достигается при $R \to 0$, что свидетельствует о нестабильности кольцевого вихря. Ситуация исправляется, напр., добавлением в (13) членов более высокого порядка по градиентам $\boldsymbol{n}$-поля.

Тороны Рыбакова (Ю. П. Рыбаков, 1981) — Т. с. в виде замкнутых «закрученных» струн с нетривиальным индексом Хопфа — реализуются в т. н. модели Фаддеева (Л. Д. Фаддеев, 1973) для $\boldsymbol{n}$-поля в (3+1)-измерениях, где $\boldsymbol{n}(\boldsymbol{x}, t)$-поле определено на $R^3 \otimes R^1$ и подчинено условиям $|\boldsymbol{n}| = 1$, $n^a(\infty, t) = \delta^a_3$, $a = 1, 2, 3$, в силу к-рых его можно представить как отображение $\boldsymbol{n}: S^3 \to S^2$. Соответственно $\boldsymbol{n}$-полевые конфигурации классифицируются элементами группы $\pi_3(S^2) = \mathbb{Z}$. Лагранжиан модели

$$\mathscr{L} = -\frac{\varepsilon^2}{4} f^2_{\mu\nu} + \lambda^2(\partial_\mu n^a)^2 - m^2(1 - n_3), \quad \mu, \nu = 0, 1, 2, 3, \qquad (19)$$

где ε, λ, m — постоянные параметры,

$$f_{\mu\nu} = 2\varepsilon_{abc}\partial_\mu n^a \partial_\nu n^b n^c \equiv \partial_\mu \mathscr{A}_\nu - \partial_\nu \mathscr{A}_\mu.$$

Массовый член $m^2(1 - n_3)$ добавляется в (19) для обеспечения требуемого асимптотич. поведения полей на бесконечности. Топологич. инвариант модели — индекс Хопфа Q_H вычисляется по ф-ле

$$Q_H = -\frac{1}{(8\pi)^2}\int (\mathscr{A}\cdot\mathscr{B})\, d^3x, \quad \mathscr{B} = \operatorname{rot}\boldsymbol{A}, \qquad (20)$$

и для энергии имеет место оценка

$$\mathscr{E} > \varepsilon\lambda(4\pi)^2\sqrt{2}\, 3^{3/8}|Q_H|^{3/4},$$

обеспечивающая стабильность неособых вихрей в рамках модели Фаддеева (19). Минимум энергии реализуется на аксиально-симметричной конфигурации (тороне), к-рую удобно записывать в угловых переменных β, γ на S^2: $\beta = \beta(\rho, z)$, $\gamma = l\alpha + v(\rho, z)$, где l — целое число, ρ, α, z — цилиндрич. координаты, $v(\rho, z)$ — нек-рая новая переменная, и для регулярных решений $\beta \to 0$ при $\rho \to 0$. Это свидетельствует о тороидальной структуре Т. с. в модели Фаддеева, представляющих собой замкнутые «закрученные» струны (или неособые кольцевые вихри). Математически существование таких Т. с. доказано, однако не известно ни одного точного решения ур-ний поля модели. Подобные локализованные структуры возникают в изотропных магнетиках, в физике элементарных частиц (модель тяжёлых мезонов), в астрофизике и т. д. [8].

Монополи 't Хоофта — Полякова (G. 't Hooft, А. М. Поляков, 1974) возникают как Т. с. в (3+1) измерениях при обобщении калибровочной модели Хиггса (7) на случай неабелевой калибровочной группы, напр. группы $SU(2)$ (см. *Магнитный монополь, Калибровочные поля*). Лагранжиан выбирается в виде (7) со след. изменениями: $F_{\mu\nu} \to F^a_{\mu\nu} = \partial_\mu A^a_\nu - \partial_\nu A^a_\mu + e\varepsilon^{abc}A^b_\mu A^c_\nu$; $D_\mu\varphi \to D_\mu\varphi^a = \partial_\mu\varphi^a + e\varepsilon^{abc}A^b_\mu\varphi^c$; вместо комплексного рассматривается изовекторное хиггсовское поле $\varphi^a(x)$, $a = 1, 2, 3$. Т. с. реализуются как сферически-симметричные статические конфигурации вида

$$A_0 = 0, \; A^a_i = \varepsilon_{aij}x_j\frac{1 - g(r)}{er^2}, \quad i, j = 1, 2, 3,$$
$$\varphi^a = -x^a\frac{h(r)}{er^2}, \quad r = (x_1^2 + x_2^2 + x_3^2)^{1/2}, \qquad (21)$$

где ф-ции $g(r)$, $h(r)$ находятся как решения системы:

$$r^2\frac{d^2g}{dr^2} = g(g^2 - 1) + gh^2,$$
$$r^2\frac{d^2h}{dr^2} = 2hg^2 + \frac{\lambda}{e^2}(h^3 - e^2a_0^2r^2), \qquad (22)$$

отвечающие след. поведению калибровочного A^a_i и изовекторного φ^a полей на границе R^3:

$$A^a_i \to \varepsilon_{aib}\frac{r^b}{er^2}; \quad B_i \equiv \frac{1}{2}\varepsilon_{ijk}F^{jk} \to \frac{r_i}{er^3};$$
$$\varphi^a \to a_0\frac{r^a}{r}; \quad D_\mu\varphi^a \to 0 \text{ при } r \to \infty. \qquad (23)$$

Выбор нетривиальных условий (23), с одной стороны, обеспечивает конечность энергии $\mathscr{E}$, с другой — позволяет полям $\varphi^a(x)$ принимать разл. направления (во внутр. изотопич. пространстве, см. *Изотопическая инвариантность*) в бесконечно удалённых точках, т. к. $\varphi_a\varphi^a \to a_0^2$. Поскольку граница пространства R^3 может быть отождествлена с «пространственной» сферой S^2, а поля $\varphi^a(\infty)$ принимают значения на «полевой» сфере S^2, то естественно рассматривать их как регулярные отображения, классифицируемые группой $\pi_2(S^2) = \mathbb{Z}$. Топологич. инвариант модели в этом случае связан с магн. зарядом монополя, что подтверждается с помощью калибровочно инвариантного тензора эл.-магн. поля т'Хоофта

$$F_{\mu\nu} = n^a F^a_{\mu\nu} - \frac{1}{e}\varepsilon^{abc}n^a D_\mu n^b D_\nu n^c; \quad n^a = \frac{\varphi^a}{|\varphi|}, \qquad (24)$$

к-рый на конфигурации (21) равен $F_{ij} = \varepsilon_{ijk}x_k/er^3$, а магн. поле $B_k = x_k/er^3$ в точности совпадает с полем точечного монополя с магн. зарядом $q_m = 1/e$. В отличие от электродинамики Максвелла тензор (24) имеет дуальный тензор с ненулевой дивергенцией и, как следствие,

$$\frac{1}{2}\varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma}\partial^\nu F^{\rho\sigma} = \frac{1}{2e}\varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma}\varepsilon_{abc}\partial^\nu n^a \partial^\rho n^b \partial^\sigma n^c = \frac{4\pi}{e}J_\mu. \qquad (25)$$

Видно, что $(1/e)J_\mu$ имеет смысл магн. тока, в то время как J_μ — топологич. ток. Действительно, из (25) следует, что магн. поле $\boldsymbol{B}$ подчиняется ур-нию $\nabla\boldsymbol{B} = 4\pi J_0/e$, откуда по теореме Гаусса — Остроградского получаем соотношение между топологич. инвариантом Q [для отображений из $S^2 \to S^2$ он наз. индексом Кронекера (L. Kronecker)] и магнитным монопольным зарядом q_m: $q_m = Q/e$. Т. о., магн. заряд монополя имеет топологич. природу, а его квантование возникает как чисто классич. эффект [1], [2], [7].

Точные решения системы (22) известны лишь для одиночного монополя в пределе $\lambda \to 0$ — т. н. пределе Пра-

сада — Соммерфилда (M. K. Prasad, C. H. Sommerfield, 1975), при фиксированных ε, a_0, и равны:

$$g(r)=\frac{ear}{\mathrm{sh}\,(ear)};\quad h(r)=\frac{ear}{\mathrm{th}\,(ear)}-1.$$

В этом пределе для энергии модели справедлива оценка

$$\mathscr{E}=\int d^3x\left\{\frac{1}{4}\left(F^a_{ij}-\varepsilon_{ijk}D_k\varphi^a\right)^2+\right.$$
$$\left.+\frac{1}{2}\varepsilon_{ijk}F^a_{ij}D_k\varphi^a\right\}\geqslant\frac{4\pi a_0}{e}|Q|, \qquad (26)$$

и равенство в (26) достигается на решениях ур-ний Богомольного $F^a_{ij}=\varepsilon_{ijk}D_k\varphi^a$, описывающих конфигурации с мин. энергией при любом значении Q. Из (26) следует, что монополи должны обладать массой $M_m=4\pi a_0/e$, к-рая растёт с уменьшением константы взаимодействия e и по оценкам должна быть порядка 10^{16} ГэВ. При $\lambda\neq 0$ возможность существования Т. с. подтверждена лишь прямыми вариационными методами (Ю. С. Тюпкин, В. А. Фатеев, А. С. Шварц, 1976) и численными расчётами. Помимо монопольных решений модель допускает т. н. дионы Джулиа — Зи (B. Julia, A. Zee, 1975), т. е. объекты с электрическим и магнитным зарядами. Физически монополи предсказываются теорией *Великого объединения* и могут выступать в роли катализатора распада протона — эффект Каллана — Рубакова (В. А. Рубаков, 1981; C. G. Callan, 1982), но до сих пор не обнаружены экспериментально.

Другими известными примерами Т. с. в (3+1) измерениях являются инстантоны и скирмионы. Инстантоны обнаружены (А. А. Белавин, А. М. Поляков, Тюпкин, Шварц, 1975) как частицеподобные решения в евклидовом, чисто калибровочном варианте лагранжиана предыдущей модели, т. е. когда в отсутствие полей Хиггса, *Янга — Миллса поля* A_μ рассматриваются в мнимом времени. Пространство-время Минковского при замене $t\to ix_0$, где x_0 — вещественная переменная, эквивалентно евклидову 4-мерному пространству. Термин «инстантон» (от англ. instant — мгновенный, немедленный; момент) предложен т'Хоофтом для обозначения Т. с., к-рые, в отличие от вышеописанных солитонов, локализованы не только в пространстве, но и во времени. В силу своих особых свойств инстантоны могут осуществлять мгновенные переходы между полями с разной топологией, что имеет существенное значение в процессах перестройки вакуумов в *квантовой хромодинамике* и других калибровочных теориях.

Скирмионы — Т. с. нелинейной сигма-модели со спонтанно нарушенной *киральной симметрией*, предложенной Т. Х. Р. Скирмом (T. H. R. Skyrme, 1961; см. *Скирма модель*). Изначально скирмионы предназначались для описания барионов как протяжённых локализованных структур с нетривиальным топологич. зарядом Q (типа степени отображения $S^3\to S^3$), к-рый интерпретировался как *барионное число*. При этом модель Скирма оказалась достаточно удачным и простым прообразом эффективной мезонной теории (пока неизвестной и труднодоступной), к к-рой должна сводиться теория сильных взаимодействий (квантовая хромодинамика) в низкоэнергетич. секторе. В рамках этой достаточно простой модели удаётся удовлетворительным образом описывать как спектроскопию основных состояний адронов, так и их взаимодействия. Позже выяснилось, что на основе модели Скирма и её модификаций, таких, как модель Скирма — Мантона (N. S. Manton, 1987), можно получать разумные ответы как в высокоэнергетич. физике адронов, так и при описании плотной ядерной материи. В частности, можно получить оценку для плотности энергии ядерной материи

$$\rho_{\mathscr{E}}\geqslant\frac{1}{2\lambda^2}\left(2\pi^2 n\right)^{2/3}+\varepsilon^2\left(2\pi^2 n\right)^{4/3},$$

где $\rho_{\mathscr{E}}=\mathscr{E}/V$, $n=|N|/V$ — плотность числа частиц, V — объём, занимаемый материей, λ, ε — параметры модели. Оценка хорошо согласуется с выводами теории кварк-глюонной плазмы. Другим предсказанием модели является то, что по мере уплотнения системы изолированных скирмионов они вначале образуют гранецентрир. кубич. решётку с нек-рой постоянной a', затем скирмионы начинают расширяться, теряют свою индивидуальность, и при дальнейшем уплотнении происходит фазовый переход системы в конденсированное состояние. При этом имеет место эффект уменьшения энергии (массы), приходящейся на один скирмион, достигающий предельного значения при нек-ром $a'=a'_0$ [9], [10].

Одной из наиб. привлекательных особенностей модели Скирма является реализованный в её рамках механизм построения фермионных состояний (нуклонов) из бозонных полей (мезонов), т. н. явление Ферми — Бозе трансмутации. В связи с этим термин «скирмион» (предложен В. И. Санюком, 1981) приобрёл расширенный смысл — так называются теперь любые Т. с., возникающие как частицеподобные решения в чисто бозонных теориях поля, но подчиняющиеся статистике Ферми — Дирака после квантования, т. е. характеризующиеся полуцелым спином. Более того, развитие этой идеи показало, что возможны Т. с. с произвольным дробным значением спина, подчиняющиеся т. н. промежуточным статистикам (см. *Парастатистика*). Такие Т. с. известны также под назв. анионы (от англ. any — всякий, любой). Термин предложен Ф. Вилчеком (F. Wilczek, 1982) и отражает факт допустимости практически любого дробнозначного спина у таких частиц, к-рые используются в моделях высокотемпературной сверхпроводимости (см. *Оксидные высокотемпературные сверхпроводники*). В теории *квантового Холла эффекта* также рассматриваются Т. с. с дробным спином под назв. «холлоны», в гравитации — «геоны» и т. д.

Т. с. с дробным спином. Проиллюстрируем появление Т. с. с дробным спином на примере (2+1)-мерной нелинейной σ-модели, обсуждавшейся ранее в связи с вихрями Белавина — Полякова [ур-ния (12), (13)]. Топологич. заряд модели (15) можно представить как $Q=\int d^2x J^0$, где J^0 — временна́я компонента сохраняющегося независимо от динамики модели топологич. тока

$$J^\mu=\frac{1}{8\pi}\varepsilon^{\mu\nu\lambda}\varepsilon_{abc}n^a\partial_\nu n^b\partial_\lambda n^c. \qquad (27)$$

Закон сохранения $\partial_\mu J^\mu=0$ позволяет переписать ток (27) в виде ротора от нек-рого вспомогательного калибровочного поля A_μ:

$$J^\mu=\varepsilon^{\mu\nu\lambda}\partial_\nu A_\lambda. \qquad (28)$$

Далее, вместо (13) можно записать лагранжиан

$$\mathscr{L}=\frac{1}{2\lambda}\left(\partial_a n^a\right)^2-\frac{m}{2}\varepsilon_{\mu\nu\lambda}A^\mu\partial^\nu A^\lambda+gA_\mu J^\mu$$

(g — нек-рая константа взаимодействия), из к-рого соотношение (28) получается как ур-ние Эйлера — Лагранжа в отношении A_μ, если считать данное поле независимым. В подходящей калибровке (напр., $\partial_i A_i=0$) интегрирование по вспомогательному (не динамическому) полю A_μ приводит к эфф. действию

$$S=\frac{1}{2\lambda}\int d^3x\left\{\left(\partial_a n^a\right)^2-\Theta A_\mu J^\mu\right\}, \qquad (29)$$

где $d^3x\equiv d^2x dt$; $\Theta=g^2/2m$ — вещественный параметр, возникающий в (29) как коэф. при топологич. члене, в к-ром легко узнать индекс Хопфа (20), переписанный в виде $Q_H=-\int d^3x A_\mu J^\mu$. Действия вида (29) известны в калибровочных теориях (в частности, в квантовой хромодинамике) под назв. «Θ-действие». Его происхождение связано с локальной *калибровочной инвариантностью* гамильтонианов в таких теориях, вследствие чего собств. ф-ции для заданного значения энергии определяются с точностью до постоянного сдвига фазы. Соответственно гильбертово пространство теории разбивается на секторы, нумеруемые непрерывным параметром Θ, и в каждом из них есть своё

вакуумное состояние («Θ-вакуум») и построенные над ним «Θ-миры». Эти «Θ-миры» не сообщаются друг с другом в силу *суперотбора правил*, однако связь между ними возможна за счёт инстантонного туннелирования (подробно см. в [1]).

Формально топологич. член в (29) аналогичен члену Черна (Чжэня) — Саймонса (S. S. Chern, J. Simons, 1971) в *топологических квантовых теориях поля*, и именно его присутствие обеспечивает наличие дробнозначного полного угл. момента (и, соответственно, спина) в моделях такого рода. При нечётном числе измерений пространства-времени d можно задать т. н. действие Черна — Саймонса S_{CS} как интеграл от d-формы по d-мерному пространственно-временно́му многообразию M_d: $S_{CS}=\int\limits_{M_d}\omega_d$, так что S_{CS} не зависит от пространственно-временно́й метрики и является инвариантом в отношении диффеоморфизмов многообразия M_d. В простейшем нетривиальном случае $d=3=2+1$ и 3-форма ω_3 (см. *Дифференциальная форма*) выражается через 1-формы связности $A=A_\mu(x)\,dx^\mu$ в виде

$$\omega_3=\mathrm{Tr}\left(A\wedge dA+\frac{2}{3}A^3\right),$$

что даёт для действия Черна — Саймонса выражение (с подходящим нормировочным коэф.)

$$S_{CS}=-\frac{1}{4\pi^2}\int\limits_{M_d}d^3x\varepsilon^{\mu\nu\lambda}\,\mathrm{Tr}\left(A_\mu\partial_\nu A_\lambda+\frac{1}{3}A_\mu[A_\nu,\,A_\lambda]\right). \quad (30)$$

В силу соотношений (27) и (28) ясно, что (30) можно переписать через компоненты $\boldsymbol{n}$-поля в нек-рой фиксированной калибровке и понимать индекс Хопфа в действии (29) как член, описывающий эфф. дальнодействие между фундаментальными $\boldsymbol{n}$-полями. Используя действие Черна — Саймонса типа (29), удаётся получить описание *аномалий* в калибровочных теориях, в частности в квантовой хромодинамике [11]. Рассматривая стандартное действие для полей Янга — Миллса с добавленным членом Черна — Саймонса, описывают массивные векторные бозоны — «топологические массивные калибровочные теории» с «топологической массой», индуцируемой S_{CS}. Если действие для полевой теории выбирается просто в виде действия Черна — Саймонса типа (30), то такие свободные от метрики теории, получившие назв. «топологические теории поля», оказываются точно решаемыми, обладают более широкими группами симметрий и по этой причине активно используются в совр. теориях струн (см. *Струн теория*), *суперструн*, *супергравитации*, в конформных теориях поля, в теории узлов и т. д. [12].

Вернёмся к идее экзотических спинов и статистик, где определяющую роль играет наличие в действии (29) члена Черна — Саймонса (30). Будем адиабатически поворачивать Т. с. на угол 2π за период времени T. В результате такого поворота волновая ф-ция приобретает множитель $\exp(iS)$, где S — соответствующее классич. действие. Полный угл. момент Т. с. J определяется соотношением $\exp(iS)=\exp(2\pi iJ)$, и для стандартного действия σ-модели [первый член в ф-ле (29), имеющий порядок $1/T\to 0$ при $T\to\infty$] получаем $J=0$. Простые выкладки показывают, что для действия $(2+1)$-мерного Т. с. в виде (29) полный угл. момент

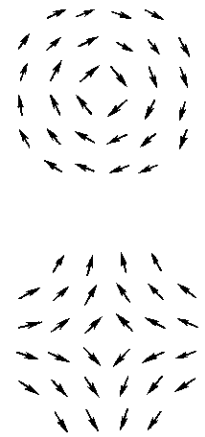
$$J=N+\frac{\Theta}{2\pi}Q_H^2,$$

где Q_H — индекс Хопфа, $N\in\mathbb{Z}$ — целочисленное значение стандартного орбитального угл. момента, в то время как второй член свидетельствует о том, что спин Т. с. принимает дробные значения. Значение Θ определяется, как правило, из феноменологич. соображений. индекс Хопфа принимает только целочисленные значения, поэтому при $\Theta/\pi=2N$ спин Т. с. будет целым, при $\Theta/\pi=2N+1$ — полуцелым, во всех др. случаях — дробнозначным.

Лит.: 1) Раджараман Р., Солитоны и инстантоны в квантовой теории поля, пер. с англ., М., 1985; 2) Шварц А. С., Квантовая теория поля и топология, М., 1989; 3) Воловик Г. Е., Минеев В. П., Физика и топология, М., 1980; 4) Коссевич А. М., Иванов Б. А., Ковалев А. С., Нелинейные волны намагниченности. Динамические и топологические солитоны, К., 1983; 5) Додд Р. и др., Солитоны и нелинейные волновые уравнения, пер. с англ., М., 1988; 6) Makhankov V. G., Soliton phenomenology, Dordrecht — [a. o.], 1990; 7) Райдер Л., Квантовая теория поля, пер. с англ., М., 1987; 8) Рыбаков Ю. П., Устойчивость многомерных солитонов в киральных моделях и гравитации, в кн.: Итоги науки и техники, сер. Классическая теория поля и теория гравитации, т. 2, М., 1991; 9) Маханьков В. Г., Рыбаков Ю. П., Санюк В. И., Модель Скирма и сильные взаимодействия, «УФН», 1992, т. 162, № 2, с. 1; 10) Makhankov V. G., Rybakov Y. P., Sanyuk V. I., The Skyrme model. Fundamentals, methods, applications, B.— L., 1993; 11) Морозов А. Ю., Аномалии в калибровочных теориях, «УФН», 1986, т. 150, в. 3, с. 337; 12) Balachandran A. P. et al., Classical topology and quantum states, Singapoore, 1991. *В. И. Санюк.*

ТОПОЛОГИ́ЧЕСКИЙ ФА́ЗОВЫЙ ПЕРЕХО́Д (переход Березинского — Костерлица — Таулесса, переход Костерлица — Таулесса) — *фазовый переход* в нек-рых вырожденных физ. системах между высоко- и низкотемпературной фазами, к-рые характеризуются отсутствием дальнего порядка, но различаются видом пространственной зависимости корреляц. ф-ций: в высокотемпературной фазе эта зависимость имеет вид экспоненциального спадания с расстоянием, а в низкотемпературной — степенного. Это означает, что ниже темп-ры Т. ф. п. система «чувствует» локальное возмущение на больших расстояниях, что проявляется, напр., в расходимости восприимчивости планарного ферромагнетика, а также в существовании отличной от нуля сверхтекучей плотности в сверхтекучей жидкости и поперечной жёсткости в двумерных кристаллах (см. *Двумерные решёточные модели*).

Т. ф. п. вообще характерен для физ. систем низкой пространственной размерности ($d=1$ или 2), для к-рых выполняется *Мёрмина — Вагнера теорема* (см. [1]) о разрушении дальнего порядка в таких системах тепловыми флуктуациями при $T\neq 0$ (соответствующий параметр дальнего порядка является при этом двух- или многокомпонентным, $n\geqslant 2$). Примерами таких систем могут служить нек-рые системы, описываемые *спиновым гамильтонианом*, а также системы, обнаруживающие явления *сверхтекучести*, *сверхпроводимости* и т. п. Т. ф. п. теоретически описан в работах [2, 3].



Схематическое изображение вихря *(а)* и антивихря *(б)* на примере планарного магнетика (стрелки — векторы спиновых магнитных моментов).

Т. ф. п. обычно обусловлен топологич. возбуждениями — т. н. вихрями, к-рые в кристаллах с $d=2$ совпадают с винтовыми *дислокациями*. Каждый изображённый на рис. вихрь (или, соответственно, антивихрь) характеризуется *топологическим зарядом* $q=+1$ (соответственно, $q=-1$), к-рый выражается математически в виде $q=\oint\nabla\Phi\,d\boldsymbol{l}=2\pi k$ (k — целое число) в случае планарного XY-магнетика и сверхтекучей жидкости (интегрирование проводится по замкнутому контуру, окружающему сердцевину топологической особенности). Для этих физ. систем Φ имеет соответственно смысл угла поворота вектора спина $\boldsymbol{S}=S(\cos\Phi,\,\sin\Phi)$ или потенциала поля сверхтекучей скорости $\boldsymbol{v}_s=\hbar\nabla\Phi/m$.

Вихри взаимодействуют между собой подобно двумерному кулоновскому газу — по логарифмич. закону. Энергия взаимодействия двух топологич зарядов q_1 и q_2, расположенных в точках $\boldsymbol{r}_1$ и $\boldsymbol{r}_2$, выражается в виде $-Jq_1q_2\ln(|\boldsymbol{r}_1-\boldsymbol{r}_2|)$, где величина J порядка обменной энер-

гии в магнетике или порядка характерных значений упругих модулей в кристалле. При низких темп-рах пары вихрь — антивихрь образуют своего рода «молекулярный» газ; при достижении критич. темп-ры Т. ф. п. часть «молекул» диссоциирует и свободные вихри и антивихри образуют нейтральную (в смысле топологич. заряда) «плазму». На основе этой аналогии в сочетании с ренормгрупповым подходом Дж. М. Костерлиц и Д. Д. Таулесс [3] определили темп-ру Т. ф. п. и установили универсальность критич. поведения корреляц. ф-ций. Т. ф. п. в двумерном кристалле, атомы к-рого образуют треугольную решётку (см. *Вигнеровский кристалл*), имеет характер своеобразного «плавления», при к-ром в низкотемпературной фазе существует позиционная жёсткость, исчезающая при нек-рой темп-ре T_1; выше этой темп-ры продолжает существовать ориентационная жёсткость, к-рая также разрушается при темп-ре $T_2 > T_1$.

Эксперим. изучение Т. ф. п. затруднено сложностью приготовления истинно низкоразмерных физ. систем; как правило, различные, достаточно малые взаимодействия придают системе квазидвумерный характер и маскируют Т. ф. п. Влияние подобных факторов на Т. ф. п. и др. физ. свойства XY-подобных систем изучены в работах [4], [5].

Лит.: 1) Mermin N., Wagner H., Absence of ferromagnetism or antiferromagnetism in one- or two-dimensional isotropic Heisenberg models, «Phys. Rev. Lett.», 1966, v. 17, p. 1133; 2) Березинский В. Л., Разрушение дальнего порядка в одномерных и двумерных системах с непрерывной группой симметрии, «ЖЭТФ», 1970, т. 59, с. 907; 1971, т. 61, с. 1144; 3) Kosterlitz J. M., Thouless D. J., Ordering metastability and phase transitions in 2 dimensional systems, «J. Phys. C.», 1973, v. 6, p. 1181. 4) Покровский В. Л., Уймин Г. В., Магнитные свойства плоских и слоистых систем, «ЖЭТФ», 1973, т. 65, с. 1691; 5) Jose J. V. [a. o.], Renormalization, vortices and symmetry-breaking perturbations in the 2-dimensional planar model, «Phys. Rev.», 1976, v. B16, p. 1217.

Г. В. Уймин.

ТОПОЛО́ГИЯ — в широком смысле область математики, изучающая топологич. свойства разл. матем. и физ. объектов. Интуитивно, к топологич. относятся качественные, устойчивые свойства, не меняющиеся при деформациях.

Матем. формализация идеи о топологич. свойствах обычно основывается на понятии непрерывности. Наиб. универсальным является определение непрерывности, базирующееся на введении Т. (в узком смысле слова), или структуры топологического пространства (коротко — «пространства») в данное *множество*. Т. на произвольном множестве точек X задана, если указано, какие подмножества в X считаются открытыми (т. е. состоящими только из своих внутр. точек — точек, имеющих окрестности, целиком содержащиеся в данном подмножестве). При этом, по определению, объединение любого числа открытых подмножеств и пересечения конечного их числа должны быть открытым подмножеством, всё множество X и пустое подмножество также считаются открытыми. Дополнение к открытому подмножеству в X наз. замкнутым подмножеством. Обычно для задания Т. в X указывают её базу: совокупность таких открытых подмножеств, из к-рых любое открытое может быть получено операциями объединения и конечного пересечения. Напр., стандартная Т. числовой прямой $\mathbb{R}$ задаётся базой из интервалов $a<t<b$. Любая часть (подмножество) M топологич. пространства X также наделяется Т.: открытыми в M являются пересечения с M множеств, открытых в X. Напр., в единичном отрезке числовой прямой, $0\leqslant t\leqslant 1$, открытыми будут интервалы $a<t<b$, полуинтервалы $0\leqslant t<b$, $a<t\leqslant 1$ и их любые объединения.

Наиб. важными для приложений классами топологич. пространств являются достаточно общие геом. фигуры — многообразия и комплексы, определения к-рых будут даны ниже, а также функциональные пространства, где точка — это ф-ция (или отображение).

Для топологич. пространств определён ряд след. простейших топологич. понятий, фактически возникающих в элементарной теории ф-ций.

1. Отображение $f: X\to Y$, $y=f(x)$ топологич. пространств наз. непрерывным, если полный прообраз любого открытого подмножества в Y открыт в X. В частности, непрерывные отображения пространства X в числовую прямую наз. непрерывными ф-циями на X.

2. Два пространства X, Y наз. топологически эквивалентными, если определены два непрерывных взаимно обратных отображения (гомеоморфизма) $f: X\to Y$ и $g: Y\to X$, $g(f(x))\equiv x$, $f(g(y))\equiv y$. По определению, все топологич. свойства топологически эквивалентных пространств должны совпадать. Числовые (или более сложные, алгебраические) характеристики топологич. свойств, называемые топологическими инвариантами, также должны быть одинаковыми для топологически эквивалентных пространств. Важным (напр., в качественной теории *динамических систем*) примером такого топологич. инварианта, определённого для широкого класса пространств, является размерность (разл. варианты её определения см. [5]).

3. Непрерывное отображение $\gamma: I\to X$ единичного отрезка I в пространство X наз. путём, соединяющим его концы — точки $\gamma(0)$ и $\gamma(1)$. Пространство X наз. (линейно) связным, если любые две его точки можно соединить путём. Если пространство X не является связным, то оно распадается на куски — компоненты связности, каждая из к-рых связна.

4. Прямое произведение $X\times Y$ пространств X, Y определяется как множество пар (x, y) точек из X, Y, причём прямые произведения открытых подмножеств в X, Y образуют базу в $X\times Y$. Напр., прямое произведение $\mathbb{R}\times\mathbb{R}$ числовых прямых — это плоскость; непрерывные ф-ции на $\mathbb{R}\times\mathbb{R}$ — это непрерывные ф-ции двух переменных.

5. Деформация, или гомотопия, отображения $f_0: X\to Y$ — это непрерывное отображение $F: X\times I\to Y$, $y=F(x, t)$, прямого произведения пространства X на единичный отрезок $0\leqslant t\leqslant 1$ такое, что $F(x, 0)\equiv f_0(x)$. Отображение $f_1: X\to Y$, заданное ф-лой $y=f_1(x)=F(x, 1)$, будет результатом деформации отображения f_0. Отображения f_0 и f_1 наз. гомотопными. Все отображения из X в Y (поля́ на X со значениями в Y) распадаются на классы гомотопных отображений. Числовые характеристики таких классов наз. гомотопическими инвариантами отображений или топологическими зарядами.

6. Два пространства X, Y наз. гомотопически эквивалентными, если определены непрерывные отображения: $f: X\to Y$ и $g: Y\to X$, такие, что отображение $g(f(x))$ гомотопно тождественному отображению $X\to X$, а отображение $f(g(y))$ — тождественному отображению $Y\to Y$. Напр., *евклидово пространство* (или выпуклая область в нём) стягиваемо, т. е. гомотопически эквивалентно точке. Многие важные топологич. инварианты (гомологии, гомотопич. группы, см. ниже) одинаковы для гомотопически эквивалентных пространств, т. е. являются гомотопическими инвариантами.

7. Выделен важный подкласс хаусдорфовых пространств, в к-рых любые две точки можно окружить непересекающимися открытыми подмножествами (нехаусдорфовы пространства, как правило, не возникают в приложениях). В частности, хаусдорфовыми являются метрические пространства, в к-рых Т. определяется *метрикой*: неотрицательной ф-цией $\rho(x, y)$, задающей расстояние между любыми двумя точками x, y пространства [требуется, чтобы $\rho(x, y)=0$ только при $y=x$; $\rho(y, x)=\rho(x, y)$; $\rho(x, z)\leqslant\rho(x, y)+\rho(y, z)$ — неравенство треугольника]. Т. в метрич. пространстве определяется базой из открытых шаров $\rho(x_0, x)<\varepsilon$. Класс компактных пространств X определяется след. условием: из любого покрытия пространства X бесконечным числом открытых подмножеств можно выделить конечное число подмножеств, также покрывающих X. Непрерывные ф-ции на компактном связном пространстве обладают многими свойствами ф-ций, непрерывных на отрезке (ограниченность и др.). В евклидовом пространстве компактными будут замкнутые ограниченные подмножества.

Особой наглядностью отличаются топологич. конструкции и задачи, возникающие при изучении кривых и поверхностей в трёхмерном пространстве. Единственным топологич. инвариантом поверхности M^2 (связной и замкнутой, т. е. без края) является её **род**, обозначаемый обычно через g, равный числу «дыр» на рисунке поверхности (рис. 1). [Мы не рассматриваем пока неориентируемые поверхности (см. ниже), к-рые нельзя расположить в трёхмерном пространстве без самопересечений.] Для сферы $g=0$, для тора $g=1$. Если поверхность представлена в виде многогранника, то её род может быть вычислен через **эйлерову характеристику**

$$\text{В}-\text{Р}+\text{Г}=2-2g, \qquad (1)$$

где В — число вершин, Р — число рёбер, а Г — число граней многогранника. Непрерывным вариантом этой ф-лы является ф-ла Гаусса — Бонне

$$2-2g=\frac{1}{2\pi}\iint\limits_{M^2} K\,dS, \qquad (2)$$

где K — гауссова *кривизна* поверхности, dS — элемент площади. Если M^2 задана как *риманова поверхность* многозначной алгебраич. ф-ции $w=w(z)$, где $F(w, z)\equiv w^n+a_1(z)w^{n-1}+\ldots+a_n(z)=0$, F — многочлен от двух переменных, то её род может быть вычислен по ф-ле Римана — Гурвица, $g=r/2-n+1$, где r — суммарная кратность точек ветвления (см. *Многозначная функция*) ф-ции $w(z)$, в к-рых происходит слияние нек-рых ветвей ф-ции $w(z)$ [если в точке ветвления z_0 после слияния остаются различными k ветвей $w_1(z_0)$, ..., $w_k(z_0)$, то кратность этой точки ветвления, по определению, равна $n-k$].

Единственный топологич. инвариант h замкнутых **неориентируемых поверхностей** определяется исходя из следующей их явной конструкции: нужно вырезать в поверхности сферы h отверстий и заклеить каждое из них листом Мёбиуса (важно, что его границей является окружность, рис. 2). При $h=1$ получается проективная плоскость, при $h=2$ — бутылка Клейна (рис. 3). Эйлерова характеристика такой поверхности, определяемая по аналогии с (1), равна $2-h$. Такие поверхности в трёхмерном пространстве обязательно имеют самопересечения.

Рассмотрим теперь примеры топологич. задач теории кривых. Замкнутая (гладкая) несамопересекающаяся кривая γ на плоскости всегда расположена «топологически одинаково»: она разделяет плоскость на две части — внутреннюю и внешнюю. Первые примеры топологич. величин возникают в теории ф-ций комплексного переменного: если замкнутая кривая γ лежит в области U на плоскости и ф-ция $f(z)$ комплексно-аналитична в U, то величина

$$\oint\limits_{\gamma} f(z)dz$$

не меняется при деформациях γ внутри области U.

Для **зацеплений** — двух несамопересекающихся и непересекающих друг друга замкнутых кривых в трёхмерном пространстве — определён топологич. инвариант их расположения — **коэффициент зацепления** $\{\gamma_1, \gamma_2\}$. Он равен числу витков одной кривой вокруг другой и не меняется при деформациях кривых, в процессе к-рых не происходит пересечений. Для незацепленных кривых, к-рые указанными деформациями можно растащить по разные стороны нек-рой плоскости, коэф. зацепления равен нулю. Коэф. зацепления замкнутых кривых $r=r_1(t)$, $r=r_2(t')$ вычисляется по ф-ле

$$\{\gamma_1, \gamma_2\}=\frac{1}{4\pi}\oint\limits_{\gamma_1}\oint\limits_{\gamma_2}\frac{(dr_1,\ dr_2, dr_{12})}{|r_{12}|^3}$$

[$r_{12}=r_1(t)-r_2(t')$, в числителе — смешанное произведение]. Однако коэф. зацепления не несёт всей топологич. информации о взаимном расположении двух замкнутых кривых; напр., для зацепленных кривых, изображённых на рис. 4, коэф. зацепления равен нулю.

Более сложно строятся топологич. инварианты **узлов** — несамопересекающихся замкнутых кривых в трёхмерном пространстве $\mathbb{R}^3$ (или в трёхмерной сфере S^3, получающейся добавлением к $\mathbb{R}^3$ бесконечно удалённой точки). Два узла топологически эквивалентны, если один из них можно продеформировать в другой, причём в процессе деформации не должно возникать самопересечений. Полным топологич. инвариантом, измеряющим отличие узла от тривиального (рис. 5), является *группа* узла, совпадающая с фундам. группой (см. ниже) дополнения к узлу в S^3. (Для тривиального узла она совпадает с группой



Рис. 1. Поверхность рода $g=2$.

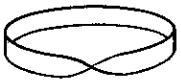


Рис. 2. Лист Мёбиуса.

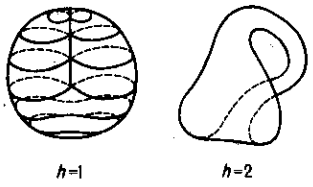


Рис. 3. Неориентируемые поверхности.

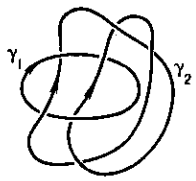


Рис. 4. Пример зацепленных кривых с коэффициентом зацепления, равным нулю.

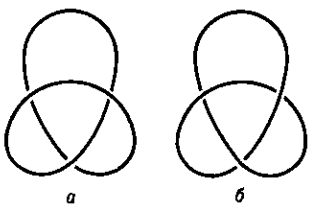


Рис. 5. Тривиальный (*а*) и нетривиальный (*б*) узлы.

целых чисел.) Однако ввиду некоммутативности группы узла (алгоритм её вычисления см. в [2]) этот инвариант непригоден, в частности для эфф. топологич. классификации узлов. Определены также более грубые инварианты узлов и зацеплений — многочлены Александера, Джонса и др., возникающие как статистич. суммы в нек-рых моделях двумерной статистич. физики. Узлы и зацепления могут быть получены посредством нек-рых отождествлений в группах кос; это позволяет строить топологич. инварианты узлов и зацеплений с помощью теории представлений групп кос, основывающейся на использовании теории R-матриц. Предпринимались попытки использования узлов и зацеплений в статистич. механике нек-рых веществ с длинными молекулами.

Многомерные обобщения большинства перечисленных наглядно-топологич. задач приводят к Т. **многообразий** — важнейшему разделу Т., тесно взаимодействующему с совр. матем. физикой. Множество точек M^n является n-мерным гладким *многообразием*, если оно представлено в виде объединения нек-рых своих подмножеств U_α, $\alpha=1, 2, \ldots$ — **карт**, каждое из к-рых отождествлено с областью (открытым подмножеством) в пространстве $\mathbb{R}^n$. Отображения отождествления $\varphi_\alpha(x)=(x_\alpha^1, \ldots, x_\alpha^n)$ задают в каждом U_α локальные координаты. Требуется, чтобы на пересечении двух карт U_α и U_β координаты $(x_\alpha^1, \ldots, x_\alpha^n)$ выражались через координаты $(x_\beta^1, \ldots, x_\beta^n)$ (и обратно) при помощи гладких (т. е. непрерывно дифференцируемых достаточное число раз) **функций перехода**:

$$x^i_\alpha = x^i_\alpha(x^1_\beta, \ldots, x^n_\beta),\ i=1, \ldots, n,$$
$$x^k_\beta = x^k_\beta(x^1_\alpha, \ldots, x^n_\alpha),\ k=1, \ldots, n. \quad (3)$$

Т. в многообразии определяется так: подмножество в M^n открыто, если открыто его пересечение с каждой картой. Дополнительно в определении многообразия требуется, чтобы пересечение любых двух карт было открыто, а также чтобы M^n было хаусдорфовым топологич. пространством. Многообразие наз. замкнутым, если оно компактно и связно. Все понятия дифференц. исчисления ф-ций многих переменных и локальной дифференц. геометрии (гладкие ф-ции и отображения, векторные и тензорные поля, дифференц. формы, римановы метрики и др.) несложно переносятся на многообразия. Многообразия M^n и N^n наз. диффеоморфными, если определены взаимообратные гладкие отображения $f: M^n \to N^n$ и $g: N^n \to M^n$. Многообразие M^n — ориентированное, если локальные координаты согласованы так, что на пересечении двух карт $\det(\partial x^i_\alpha / \partial x^k_\beta) > 0$. Если такой согласованный выбор карт на M^n невозможен (напр., на проективной плоскости), то многообразие наз. неориентируемым. Определён интеграл

$$\int\limits_{M^n} \omega$$

дифференц. n-формы ω (см. *Дифференциальная форма*) по n-мерному замкнутому ориентированному многообразию M^n. Многообразие с краем Ω^n выделяется в n-мерном замкнутом многообразии неравенством $f(x) \leqslant 0$, где $f(x)$ — гладкая ф-ция, причём на крае $\partial\Omega^n$, где $f(x)=0$, должно выполняться условие $\operatorname{grad} f(x) \neq 0$. Край $\partial\Omega^n$ ориентированного многообразия сам является $(n-1)$-мерным ориентированным многообразием (возможно, несвязным), и для любой дифференциальной $(n-1)$-формы ω справедлива общая ф-ла Стокса

$$\int\limits_{\partial\Omega^n} \omega = \int\limits_{\Omega^n} d\omega, \quad (4)$$

где $d\omega$ — дифференциал формы ω (см. *Стокса теорема*).

Примерами многообразий служат поверхности в многомерных евклидовых пространствах, локально заданные неособыми системами гладких ур-ний. Хотя, в принципе, любое (с нек-рыми топологич. ограничениями, напр., компактное) многообразие может быть задано как поверхность в каком-то многомерном пространстве, ряд многообразий не задаётся в виде поверхностей. Напр., n-мерное проективное пространство RP^n определяется как совокупность ненулевых векторов $(u^0 : u^1 : \ldots : u^n)$, рассматриваемых с точностью до пропорциональности. Карты $U_0, \ldots, U_n$ определяются из условия $u^\alpha \neq 0$ в карте U_α. Локальные координаты $(x^1_\alpha, x^2_\alpha, \ldots, x^n_\alpha)$ в карте U_α имеют вид $x^i_\alpha = u^{i-1}/u^\alpha$ при $i \leqslant \alpha$, $x^i_\alpha = u^i/u^\alpha$ при $i > \alpha$. Ф-ции на RP^n — это однородные ф-ции $(n+1)$ переменных, $f(cu^0, cu^1, \ldots, cu^n) = f(u^0, u^1, \ldots, u^n)$, $c \neq 0$. Ещё один класс примеров — n-мерный тор T^n, получающийся факторизацией $x \sim x + k_1 e_1 + \ldots + k_n e_n$ пространства $\mathbb{R}^n$ по целочисленной решётке, порождённой произвольным репером $e_1, \ldots, e_n$ в $\mathbb{R}^n$. Ф-ции на T^n — это n-кратно периодические ф-ции n переменных: $f(x+e_i) \equiv f(x)$, $i=1, \ldots, n$. Др. примеры см. в [1], [2], [7]. В приложениях часто возникают также многообразия, являющиеся группами Ли и однородными пространствами. Если в определении многообразия $n=2m$ и ф-ции перехода (3), определённые в области комплексного пространства $\mathbb{C}^m$, комплексно аналитичны, то M^{2m} наз. комплексным многообразием комплексной размерности m. Примерами комплексно-одномерных многообразий являются комплексная плоскость $\mathbb{C}$, сфера Римана $\bar{\mathbb{C}}$, получающаяся из $\mathbb{C}$ добавлением бесконечно удалённой точки, а также римановы поверхности многозначных *аналитических функций*. Определены также комплексные проективные пространства CP^n, определяемые по аналогии с RP^n, но все координаты векторов комплексные. Комплексные алгебраические многообразия в CP^n локально задаются системами однородных алгебраич. ур-ний от координат $(u^0, u^1, \ldots, u^n)$. Напр., в разл. задачах матем. физики (см. [1], [3]) появляются поверхности типа К3; представители этого класса поверхностей задаются в CP^3 однородными ур-ниями 4-й степени. В интегрируемых системах теории солитонов возникают абелевы многообразия — 2-мерные торы, получающиеся факторизацией пространства $\mathbb{C}^m = \mathbb{R}^{2m}$ по целочисленной решётке, порождённой векторами $e_1, \ldots, e_m, \tau e_1, \ldots, \tau e_m$, где $e_1, \ldots, e_m$ — базис в $\mathbb{C}^m$, а τ — линейный оператор в пространстве $\mathbb{C}^m$, задаваемый в базисе $e_1, \ldots, e_m$ симметрич. матрицей с положительно определённой мнимой частью.

Одной из важнейших задач Т. многообразий является задача классификации многообразий данной размерности n (напр., замкнутых) с точностью до диффеоморфности. При этом многие (хотя и не все — см. [3]) инварианты гладких многообразий оказываются топологич. и даже гомотопич. инвариантами. При $n=1$ любое замкнутое многообразие есть окружность. При $n=2$ любое замкнутое ориентированное многообразие есть поверхность нек-рого рода $g \geqslant 0$, а любое неориентированное — сфера с $h \geqslant 1$ плёнками Мёбиуса. При $n \geqslant 3$ задача классификации не решена. Ряд топологич. инвариантов замкнутых ориентированных многообразий можно получить, интегрируя подходящие комбинации, компонент *кривизны тензора* R_{ijkl} произвольной римановой метрики [обобщение ф-лы (2) для эйлеровой характеристики]. Так, напр., эйлерова характеристика 4-мерного многообразия вычисляется по ф-ле

$$\chi(M^4) = \frac{1}{32\pi^2} \int\limits_{M^4} \varepsilon^{ijkl} \varepsilon^{abcd} R_{ijab} R_{klcd}\, d^4x,$$

где ε^{ijkl} — антисимметричный тензор 4-го ранга с $\varepsilon^{1234} = 1$, $d^4x = dx^1 \wedge dx^2 \wedge dx^3 \wedge dx^4$, а 1-й класс Понтрягина — по ф-ле

$$p_1(M^4) = -\frac{1}{8\pi^2} \int\limits_{M^4} \varepsilon^{ijkl} R^p_{qij} R^q_{pkl}\, d^4x.$$

Для построения более сложных инвариантов 3-мерных и 4-мерных многообразий привлекают идеи и методы квантовой теории поля [4], [6].

Важна также задача гомотопич. классификации отображений многообразий (все отображения и гомотопии можно считать гладкими). Напр., задача отыскания топологич. характеристик (или *топологических зарядов*) n-компонентных полей $f(x) = (f^1(x), \ldots, f^n(x))$, определённых на $\mathbb{R}^k$, с заданной асимптотикой на бесконечности типа $f(x) \to 0$ при $|x| \to \infty$, совпадает с задачей гомотопической классификации отображений сфер $S^k \to S^n$. Полностью решается задача классификации отображений произвольного n-мерного замкнутого ориентированного многообразия M^n в n-мерную сферу S^n. Единственным инвариантом (или топологич. зарядом) отображения f: $M^n \to S^n$, $f(x) = (y^0(x), y^1(x), \ldots, y^n(x))$, $(y^0)^2 + \ldots + (y^n)^2 = 1$, полностью определяющим его гомотопич. класс, является степень отображения — целое число $\deg f$, вычисляемое по ф-ле

$$\deg f = \sigma_n^{-1} \int\limits_{M^n} \varepsilon_{i_0 i_1 \ldots i_n} y^{i_0} \frac{\partial y^{i_1}}{\partial x^1} \ldots \frac{\partial y^{i_n}}{\partial x^n}\, d^n x, \quad (5)$$

где σ_n — объём единичной n-мерной сферы. Укажем также инвариант Хопфа — целое число, полностью определяющее гомотопич. класс отображений сфер f: $S^3 \to S^2$:

$$H(f) = \int\limits_{S^3} \omega \wedge d\omega, \quad (6)$$

где 1-форма ω на S^3 такова, что $d\omega = f^*(dS)$, dS — форма площади на S^2. (Интегральные ф-лы для топологич. зарядов отображений разл. многообразий и нек-рые их физ. приложения см. в [8].)

Идеи и методы Т. многообразий в ряде случаев удаётся применить к изучению функциональных пространств, рассматривая их как бесконечномерные многообразия. Важнейшими примерами являются пространство путей с фиксированными концами, расположенных на данном многообразии M^n, а также пространство петель (замкнутых кривых) на M^n. Т. пространства путей и пространства петель на многообразии M^n оказывается тесно связанной с Т. многообразия M^n. Это обстоятельство исключительно важно для решения задач вариационного исчисления в целом (см. ниже).

Ещё один важный класс топологич. пространств — комплексы, к-рые возникают как обобщения многогранников. Т. комплексов является тем самым комбинаторной версией Т. многообразий (хотя и находится с ней в тесных взаимоотношениях). Подобно тому как многообразия склеиваются из областей евклидова пространства, симплициальные комплексы склеиваются из симплексов — отрезков, треугольников и их многомерных обобщений. n-мерный симплекс определяется как выпуклая оболочка $n+1$ точек $x_0, x_1, \ldots, x_n$ в n-мерном пространстве, не лежащих в одной n-мерной плоскости, т. е. совокупность точек вида

$$x=\sum_{i=0}^{n} t_i x_i,\ t_i\geqslant 0,\ \sum_{i=0}^{n} t_i=1.$$

Грани такого симплекса получаются приравниванием нулю части координат $t_0, t_1, \ldots, t_n$. Симплициальным комплексом K наз. совокупность симплексов, удовлетворяющая след. двум требованиям: 1) вместе с каждым симплексом в комплексе содержатся все его грани; 2) любые два симплекса или не имеют общих точек, или пересекаются по целой грани. Напр., одномерный комплекс — это граф. Комплекс K является топологич. пространством: открытыми являются те подмножества точек в K, пересечение к-рых с каждым симплексом открыто. Подразделением комплекса K наз. новый комплекс, получающийся из K разбиением каждой его грани на более мелкие части, превращающие саму эту грань в симплициальный комплекс. Числовые или алгебраич. характеристики топологич. свойств комплексов по определению должны совпадать для исходного и подразделённого комплексов, т. е. являться комбинаторными инвариантами. Большинство (но не все — см. [3]) комбинаторных инвариантов комплексов, напр. эйлерова характеристика

$$\chi(K)=\sum_k (-1)^k c_k,$$

где c_k — число k-мерных симплексов комплекса K, являются топологическими и даже гомотопическими инвариантами.

Кубические комплексы определяются аналогично симплициальным, но вместо симплексов берутся кубы всех размерностей. Особый интерес такие комплексы вызывают потому, что евклидовы пространства допускают правильное разбиение на кубы (решётка). Связанные с кубич. комплексами топологич. задачи возникают поэтому при изучении моделей статистич. физики [9]. При вычислении нек-рых гомотопич. инвариантов пространств (напр., гомологий и гомотопических групп — см. ниже) используются также клеточные комплексы [3].

При изучении топологич. свойств методами алгебраической Т. каждому (достаточно хорошему) пространству сопоставляется алгебраич. характеристика — линейное пространство, группа, кольцо и пр., причём это сопоставление (функтор) должно обладать свойством естественности или ковариантности: отображениям топологич. пространств сопоставляются алгебраич. отображения (гомоморфизмы — см. *Группа*) их алгебраич. характеристик. Простейшим примером является фундаментальная группа пространства. Элементами фундаментальной группы $\pi_1(X, x_0)$ пространства X с отмеченной точкой x_0 являются гомотопические классы петель — замкнутых путей с началом и концом в точке x_0 (в процессе гомотопии начало и конец пути должны оставаться в точке x_0). Произведение путей определяется как их последовательное прохождение, а единичный элемент — постоянное отображение в точку x_0. Эта группа, вообще говоря, некоммутативна. При изменении отмеченной точки x_0 в связном пространстве X группа $\pi_1(X, x_0)$ заменяется на изоморфную. Непрерывное отображение $f\colon X\to Y$ пространств X, Y с отмеченными точками x_0, y_0 ($f(x_0)=y_0$) индуцирует гомоморфизм фундам. групп $f_*\colon \pi_1(X, x_0)\to\pi_1(Y, y_0)$ (ковариантность), не меняющийся при гомотопиях отображения f. Отсюда уже вытекает, что фундам. группа является гомотопическим инвариантом связного пространства. Поэтому для стягиваемого пространства — прямой, плоскости, евклидова пространства, дерева (графа без циклов) и др. — фундам. группа тривиальна, т. е. состоит только из единичного элемента. Пространства с тривиальной фундам. группой наз. односвязными. Односвязной является также сфера, евклидово пространство с набором выколотых точек и др. Простейший пример неодносвязного пространства — окружность S^1 (ей гомотопически эквивалентна плоскость с выколотой точкой): $\pi_1(S^1)=\mathbb{Z}$ (группа целых чисел). [Если задать петлю на S^1 функцией $f(t)$, удовлетворяющей условию $f(t+1)=f(t)+2\pi k$, то целое число k и будет единственным топологич. зарядом этой петли.] Примерами пространств с неабелевой фундам. группой являются плоскость с $n\geqslant 2$ выколотыми точками, а также поверхности рода $g\geqslant 2$. Для проективных пространств группа $\pi_1(\mathbb{R}P^n)$ состоит из двух элементов $+1$, -1. [Если задать петлю на $\mathbb{R}P^n$ не обращающейся в нуль вектор-функцией $(u^0(t), u^1(t), \ldots, u^n(t))$, причём $u^i(t+1)=\lambda u^i(t)$, $i=0, 1, \ldots, n$, то соответствующий элемент ± 1 фундам. группы совпадает со знаком λ.]

Аналогично определяются высшие гомотопич. группы $\pi_k(X, x_0)$. Их элементами являются гомотопич. классы отображений k-мерной сферы (с отмеченной точкой) в X. Эти группы при $k\geqslant 2$ абелевы. Особенно важны гомотопич. группы сфер $\pi_k(S^n)$, нетривиальные при $k\geqslant n$. Известно, напр., что $\pi_n(S^n)=\mathbb{Z}$ [топологич. заряд — степень отображения (5)], $\pi_3(S^2)=\mathbb{Z}$ [топологич. заряд — инвариант Хопфа (6)]. До настоящего времени при всех k, n группы $\pi_k(S^n)$ не вычислены. (Таблицу известных гомотопич. групп сфер см. в [2].)

Более простыми топологическими (и гомотопическими) характеристиками являются гомологии и когомологии пространств. Проще всего определить когомологии многообразий. Элементами k-й группы (и даже линейного пространства) когомологий $H^k(M;\ \mathbb{R})$ являются классы эквивалентности замкнутых дифференц. k-форм, $\omega=\sum_{i_1<\ldots<i_k}\omega_{i_1,\ldots,i_k}(x)\,dx^{i_1}\wedge\ldots\wedge dx^{i_k}$, $d\omega=0$, на многообразии M, рассматриваемых с точностью до точных форм: $\omega\sim\omega'$, если $\omega-\omega'=d\sigma$, где σ — $(k-1)$-форма. Размерность пространства $H^k(M;\ \mathbb{R})$ наз. k-м числом Бетти $b_k=b_k(M)$. Известно, что b_0 равно числу связных компонент M, сумма $b_0-b_1+b_2-\ldots$ равна эйлеровой характеристике M. Если многообразие M^n n-мерно, то $b_k(M^n)=0$ при $k>n$; для замкнутых ориентируемых многообразий имеет место двойственность Пуанкаре: $b_k(M^n)=b_{n-k}(M^n)$. Напр., для n-мерной сферы $b_0=b_n=1$, остальные числа Бетти нулевые. Для стягиваемых M в силу гомотопич. инвариантности когомологии тривиальны: $b_k=0$ при $k>0$. Тем самым, в частности, из замкнутости $d\omega=0$ формы ω вытекает существование локальной формы σ, такой, что $\omega=d\sigma$ (утверждение, обобщающее условия потенциальности или соленоидальности векторных полей).

Элементами k-мерной группы гомологий $H_k(M;\ \mathbb{Z})$ пространства M, говоря наглядно, являются k-мерные циклы (или, иначе, ориентированные замкнутые k-мерные плёнки) в M и их формальные линейные комбинации с целыми коэффициентами. При этом два цикла считаются эквивалентными (гомологичными), если они служат границей $(k+1)$-мерной плёнки (рис. 6, для $k=1$). Для строгого определения групп гомологий приходится заменять пространство M на гомотопически эквивалентный ему комплекс [3]. Примеры: для поверхностей M^2 рода g имеем: $H_0(M^2;\ \mathbb{Z})=H_2(M^2;\ \mathbb{Z})=\mathbb{Z}$, $H_1(M^2;\ \mathbb{Z})=\mathbb{Z}\oplus\ldots\oplus\mathbb{Z}$ ($2g$ сла-

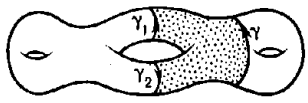


Рис. 6. Гомологичные циклы γ и $\gamma'=\gamma_1-\gamma_2$ (двумерная плёнка между ними заштрихована).

гаемых); для проективной плоскости $H_0(\mathrm{RP}^2;\ \mathbb{Z})=\mathbb{Z}$, $H_1(\mathrm{RP}^2;\ \mathbb{Z})=\mathbb{Z}_2$ (группа из двух элементов), $H_2(\mathrm{RP}^2;\ \mathbb{Z})=0$. Если в определении гомологий брать линейные комбинации циклов с любыми вещественными коэф., то получаются группы (линейные пространства) $H_k(M;\ \mathbb{R})$ (в качестве коэф. иногда полезно также брать элементы из любой абелевой группы). Ф-ла $(\gamma,\ \omega)=\int\limits_{\gamma}\omega$, где ω — замкнутая k-форма, а γ — k-мерный цикл, определяет [в силу ф-лы Стокса (4)] невырожденное скалярное произведение между пространствами $H_k(M;\ \mathbb{R})$ и $H^k(M;\ \mathbb{R})$. Поэтому эти пространства гомологий и когомологий имеют одинаковую размерность [равную числу Бетти $b_k(M)$].

Более сложные гомотопич. характеристики пространств, возникающие в алгебраич. Т.,— экстраординарные гомологии (напр., бордизмы, K-теория и др. [3]).

Важной сферой применения теории гомологий является вариационное исчисление в целом (этот раздел Т. называют теорией Морса). Удаётся выводить существование решений вариационных задач на многообразии из информации о его гомологиях. Обобщение теории Морса на многозначные функционалы найдено в [10] (см. также [3]).

Т. расслоений играет важную вспомогат. роль во многих топологич. вычислениях: её задачи имеют также и самостоятельную (в т. ч. прикладную) ценность. Интуитивно, *расслоение* с базой B и слоем F есть семейство одинаковых слоёв F_x, непрерывно зависящих от точки x базы B (F, B — нек-рые пространства, напр. многообразия); объединение E всех слоёв F_x наз. пространством расслоения, а отображение $p: E\to B$, переводящее каждую точку слоя F_x в x,— проекцией расслоения. Простейшим примером служит прямое произведение $E=F\times B$, где F_x состоит из пар вида $(f,\ x)$, f — точка из F. Более сложный пример — лист Мёбиуса (расслоение с базой окружность и слоем отрезок). Если слой F является дискретным множеством, то расслоение наз. накрытием. Напр., отображение $z=e^{2\pi it}$ задаёт накрытие прямой над окружностью $|z|=1$, слоем является совокупность целых чисел. Накрытия — осн. инструмент при вычислении фундам. групп. Более сложные расслоения используются для вычисления гомотопич. групп. Для вычисления гомологий и когомологий расслоений используется техника спектральных последовательностей [3], [11].

Осн. задачей Т. расслоений является задача классификации расслоений. По определению, гомоморфизм $f: E_1\to E_2$ задаёт эквивалентность двух расслоений $p_1: E_1\to B$ и $p_2: E_2\to B$, если он сохраняет слои, т. е. $p_2(f(y))\equiv p_1(y)$ для всех y из E_1. Расслоение, эквивалентное прямому произведению, наз. тривиальным. Расслоения над евклидовым пространством (без ограничений на поведение в бесконечности) тривиальны; G-расслоения над n-мерной сферой S^n классифицируются элементами гомотопич. группы $\pi_{n-1}(G)$. Топологич. характеристики расслоений наз. характеристическими классами. Для расслоений со структурной группой G (где G — группа Ли) характеристич. классы могут быть выражены через кривизну расслоения, определяя тем самым топологич. заряды *связностей* в расслоении (или, эквивалентно, *калибровочных полей*). Напр., единств. топологич. инвариантом, задающим $U(1)$-расслоение над двумерной сферой S^2, является первый класс Черна (Чжэня)

$$c_1=\frac{1}{2\pi}\int\limits_{S^2}F,$$

где $F=F_{12}\,dx^1\wedge dx^2$ — форма кривизны расслоения; $F_{12}=\partial_1 A_2-\partial_2 A_1$, а для $SU(2)$-расслоений над 4-мерной сферой S^4 — второй класс Чжэня

$$c_2=\frac{1}{8\pi^2}\int\limits_{S^4}\mathrm{Tr}\,(F\wedge F),$$

где

$$F=\sum_{a<b}F_{ab}\,dx^a\wedge dx^b,\ F_{ab}=\partial_b A_a-\partial_a A_b+i[A_a,\ A_b]$$

— матричная форма кривизны расслоения (интегралы нормированы условием целочисленности величин c_1 и c_2).

Осн. топологич. характеристикой эллиптич. оператора является его индекс. (Это понятие возникло при исследовании краевых задач теории упругости.) Индексом линейного оператора $A: H_1\to H_2$ [где H_1, H_2 — *гильбертовы пространства*, оператор A должен быть нетеровым, т. е. должен иметь конечномерное ядро — совокупность решений ур-ния $A\psi=0$, и коядро — совокупность решений сопряжённого ур-ния $A^*\psi^*=0$ (здесь $A^*: H_2\to H_1$ — сопряжённый оператор)] называется разность размерностей ядра и коядра. Индекс является гомотопич. инвариантом оператора, не меняясь при деформации A в классе нетеровых операторов. Для эллиптич. оператора на многообразии (условие нетеровости выполнено) теорема об индексе позволяет вычислить индекс оператора через топологич. характеристики многообразия [4]. Это позволяет, в частности, в ряде случаев вычислять размерность пространства решений ур-ния вида $A\psi=0$ (т. е. число нулевых мод оператора A).

Топологич. методы оказываются также весьма полезными в ряде задач качественной теории динамич. систем и слоений: в задачах топологич. классификации таких систем, описания их инвариантных и предельных множеств и др.

Лит.: 1) Фукс Д. Б., Классические многообразия, в кн.: Итоги науки и техники. Современные проблемы математики. Фундаментальные направления, т. 12, М., 1985, с. 253; 2) Дубровин Б. А., Новиков С. П., Фоменко А. Т., Современная геометрия. Методы и приложения, 2 изд., М., 1986; 3) их же, Современная геометрия. Методы теории гомологий, М., 1984; 4) Шварц А. С., Квантовая теория поля и топология, М., 1989; 5) Гуревич В., Волмэн Г., Теория размерности, пер. с англ., М., 1948; 6) Witten E., Some geometrical applications of quantum field theory, in: IX International Congress on Mathematical Physics, Bristol — N. Y., 1989, p. 77; 7) Бессе А., Многообразия Эйнштейна, пер. с англ., т. 1—2, М., 1990; 8) Новиков С. П., Аналитический обобщенный инвариант Хопфа. Многозначные функционалы, «Успехи матем. наук», 1984, т. 39, № 5, с. 97; 9) Долбилин Н. П., Штанько М. А., Штогрин М. И., Комбинаторные вопросы двумерной модели Изинга, «Труды МИАН», 1991, т. 196, с. 51; 10) Новиков С. П., Гамильтонов формализм и многозначный аналог теории Морса, «Успехи матем. наук», 1982, т. 37, № 5, с. 3; 11) Фоменко А. Т., Фукс Д. Б., Курс гомотопической топологии, М., 1989.

Б. А. Дубровин.

ТОПОЛО́ГИЯ ВСЕЛЕ́ННОЙ — топологич. свойства пространственно-временно́го *многообразия*, к-рым описывается Вселенная согласно общей теории относительности и в к-рое вложены негравитац. физ. поля и частицы. Эти свойства не изменяются при любых непрерывных преобразованиях пространства-времени (см. *Топология*). К наиб. общим свойствам Т. В. относятся её размерность и связность. Наблюдаемая размерность Вселенной равна 4 (одна временная и три пространственные координаты), а наблюдаемая связность тривиальна, т. е. видимая часть Вселенной является односвязным пространственно-временным многообразием, в ней нет «дыр» (существование *чёрных дыр*, возникших в результате коллапса звёзд, а также первичных чёрных дыр не ведёт к возникновению неодносвязности в 4-мерном смысле). Это не исключает возможности того, что в очень малых масштабах [порядка планковской длины $l_{Pl}=(Ghc^{-3})^{1/2}\approx 10^{-33}$ см] Вселенная может иметь бо́льшую размерность (как это предполагается в теориях типа Калуцы — Клейна или в *суперструн* теори-

ях; см. *Калуцы — Клейна теория*) или более сложную связность (т. н. пространственно-временная пена в квантовой гравитации). Вселенная также может быть многосвязной в масштабах порядка совр. космологич. горизонта $L_h = 12\,000\ (50/H_0)$ Мпк [при законе расширения Вселенной в настоящее время $R(t) \sim t^{2/3}$, где $R(t)$ — масштабный фактор, а H_0 — *Хаббла постоянная* в км·с$^{-1}$·Мпк$^{-1}$] и более; в меньших масштабах большинство возможных нетривиальных топологий исключается наблюдательными данными, в частности структурой угл. флуктуаций темпры *микроволнового фонового излучения* (И. Ю. Соколов, 1993; А. А. Старобинский, 1993; Дж. Силк, 1993). Наконец, мыслимо также существование других вселенных, полностью отъединённых от нашей с точки зрения классич. гравитации, но связанных в одно целое квантово-гравитац. эффектами. Однако пока не найдено возможности проверить эту гипотезу на опыте. Топологич. свойствами нашей Вселенной является также её ориентируемость (приводящая к важным ограничениям на возможные симметрии взаимодействия элементарных частиц) и отсутствие замкнутых времениподобных мировых линий («машин времени»).

Говоря о Т. В., следует отличать 4-мерную топологию пространственно-временного многообразия, к-рым она описывается, от её пространственной топологии, т. е. топологии 3-мерной гиперповерхности пост. времени во Вселенной. В качестве последней обычно выбирают гиперповерхность пост. плотности вещества ρ (или плотности энергии материи), поскольку в однородных космологич. моделях ρ является однозначной ф-цией времени t в *синхронной системе* отсчёта. Пространственная Т. В. может быть нетривиальной (т. е. не R^3) даже при тривиальной (R^4) 4-мерной топологии, если выбранная гиперповерхность не является гиперповерхностью Коши, т. е. не пересекает всего пространства-времени. Такое поведение гиперповерхности ρ = const не является исключительным и естественно возникает, напр., в теории *раздувающейся Вселенной* в послеинфляц. период.

В однородной и изотропной Вселенной, описываемой *Фридмана — Робертсона — Уокера метрикой*, Т. В. однозначно связана со знаком следа пространственной *кривизны тензора P* и с соотношением между полной плотностью вещества и критич. плотностью $\rho_c = 3H_0^2/8\pi G = 4{,}7 \cdot 10^{-30} (H_0/50)^2$ г/см^3, где G — ньютоновская *гравитационная постоянная*, а именно: если $\rho > \rho_c$, то $P > 0$, Вселенная пространственно замкнута (имеет пространственную топологию 3-мерной сферы) и сколлапсирует как целое в будущем (при отсутствии положит. космологич. постоянной), в обратном случае, $\rho \leqslant \rho_c$, Вселенная имеет тривиальную пространственную топологию R^3, бесконечный объём сечения t = const и будет бесконечно расширяться в будущем (см. *Космология*). В прошлом это вызывало неоднократную философскую критику пространственно замкнутой Вселенной. В настоящее время ясно, что такая связь между локальными характеристиками Вселенной и её глобальной топологией возникла только в результате необоснованного предположения об абс. однородности и изотропии Вселенной. В слабо неоднородной и анизотропной Вселенной однозначной связи между величиной ρ/ρ_c, к-рая определяет локальный знак P, и Т. В. нет. Напр., теория раздувающейся Вселенной предсказывает, что в масштабах, много бо́льших совр. космологич. горизонта L_h, гиперповерхность ρ = const может иметь нетривиальную топологию, хотя всюду локально $\rho \approx \rho_c$. Этот эффект, однако, обязательно связан с возникновением большой неоднородности в таких же (и даже меньших) масштабах. Обратно, из наблюдаемого факта приближённой однородности и изотропии Вселенной в масштабе порядка L_h следует, что пространственная Т. В. должна быть тривиальной в том же масштабе. В этом смысле теория раздувающейся Вселенной объясняет наблюдательный факт отсутствия нетривиальной пространственной Т. В.

Лит.: Зельдович Я. Б., Новиков И. Д., Строение и эволюция Вселенной, М., 1975; Хокинг С., Эллис Дж., Крупномасштабная структура пространства-времени, пер. с англ., М., 1977; Линде А. Д., Физика элементарных частиц и инфляционная космология, М., 1990.

А. А. Старобинский.

ТО́РИЙ (лат. Thorium), Th, — радиоактивный хим. элемент III группы периодич. системы элементов, ат. номер 90, ат. масса 232,0381, относится к актиноидам. В природе представлен в основном α-радиоактивным ^{232}Th ($T_{1/2} = 1{,}405 \cdot 10^{10}$ лет). Электронная конфигурация внеш. оболочек $5s^2p^6d^{10}6s^2p^67s^2$, т. е. формально Т. не относится к *f*-элементам (к к-рым принадлежат актиноиды). Энергии последоват. ионизации соотв. равны 7,5; 11,5; 20,0; 29,5 эВ. Кристаллохим. радиус атома Т. 0,180 нм, радиус иона Th^{2+} 0,108 нм, Th^{4+} 0,095 нм. Значение электроотрицательности 1,15—1,20. Работа выхода электронов 3,3 эВ.

В свободном виде Т. — серебристо-белый пластичный металл. Существует в двух модификациях: α-Th (гранецентрир. кубич. решётка с параметром $a = 508{,}6$ пм) и β-Th (объёмноцентрир. кубич. решётка с параметром $a = 411$ пм); темп-ра перехода α-Th → β-Th ок. 1365 °С, уд. теплота 12,1 кДж/кг. Плотность α-Th 11,72 кг/дм^3, $t_{пл} = 1750$ °С, $t_{кип} = 3800$—4200 °С (по разным данным), уд. теплоёмкость $c_p = 27{,}35$ Дж/(моль·К), теплота сублимации 594,1 кДж/моль, темп-ра Дебая 180 К. Темп-ра перехода в сверхпроводящее состояние $T_c = 1{,}4$ К. Уд. электрич. сопротивление 0,191 мкОм·м (при 0 °С), температурный коэф. электрич. сопротивления $3{,}3 \cdot 10^{-3}$ К$^{-1}$ (при 0—20 °С). Теплопроводность 35,6 Вт/(м·К) (при 300 К), температурный коэф. линейного расширения α-Th $11{,}3 \cdot 10^{-6}$ К$^{-1}$ (при 20—100 °С). Магн. восприимчивость по разл. данным $(0{,}41—1{,}92) \cdot 10^{-9}$ (при 20 °С). Твёрдость по Виккерсу обработанного Т. от 320—420 МПа до 680—1100 МПа. Модуль нормальной упругости 70,3 ГПа (при 30 °С) и 60,0 ГПа (при 300 °С), модуль сдвига 27,7—32,5 ГПа.

Степень окисления +4 (реже +2 и +3). По хим. свойствам Т. похож на цирконий и гафний. Порошкообразный Th пирофорен. На поверхности компактного Т. образуется плотная химически устойчивая оксидная плёнка.

Под действием нейтронного облучения ^{232}Th превращается в делящийся ^{233}U, поэтому Т. можно использовать в ядерной пром-сти. Металлич. Т. применяют как легирующую добавку к разл. сплавам, как геттер в эл.-вакуумных приборах. ThO_2 — огнеупорный материал. В качестве радиоактивной метки используют член радиоактивного ряда урана-238 ^{234}Th (UX_1) (β-излучатель, $T_{1/2} = 24{,}1$ сут).

С. С. Бердоносов.

ТОРМОЗНА́Я СПОСО́БНОСТЬ ВЕЩЕ́СТВА — энергия, теряемая заряж. частицей в слое данного вещества единичной толщины. Энергия теряется за счёт возбуждения и ионизации атомов вещества (см. *Ионизационные потери*) и тормозного излучения (см. *Радиационные потери*).

ТОРМОЗНО́Е ИЗЛУЧЕ́НИЕ — эл.-магн. излучение, испускаемое заряж. частицей при её рассеянии (торможении) в электрич. поле. Иногда к Т. и. относят также излучение релятивистских заряж. частиц, движущихся в макроскопич. магн. полях (в ускорителях, в космич. пространстве), и называют его магнитотормозным.

Согласно классич. электродинамике, к-рая с хорошим приближением описывает осн. закономерности Т. и., его интенсивность пропорциональна квадрату ускорения заряж. частицы (см. *Излучение*). Т. к. ускорение обратно пропорционально массе m частицы, то в одном и том же поле Т. и. электрона будет, напр., в миллионы раз мощнее излучения протона. Поэтому чаще всего наблюдается и практически используется Т. и., возникающее при рассеянии электронов на эл.-статич. поле атомных ядер и электронов; такова, в частности, природа тормозного *рентгеновского излучения* и *гамма-излучения*, испускаемых быстрыми электронами при прохождении их через вещество.

Интенсивность Т. и. электрона пропорциональна также квадрату ат. номера Z ядра, в поле к-рого он тормозится, т. к. по закону Кулона сила взаимодействия электрона с ядром (и, следовательно, ускорение электрона) пропор-

циональна заряду ядра Ze (e — элементарный электрич. заряд).

Спектр Т. и. непрерывен и ограничен максимально возможной энергией фотонов Т. и., равной нач. энергии электрона. При движении в веществе электрон с энергией выше нек-рой критич. энергии $\mathscr{E}_0$ теряет энергию на Т. и., при меньших энергиях преобладают потери на возбуждение и ионизацию атомов. Значение $\mathscr{E}_0$, напр., для свинца $\sim$10МэВ, для воздуха $\sim$200 МэВ.

Наиб. точное описание Т. и. даёт *квантовая электродинамика*. При не очень высоких энергиях электрона хорошее согласие теории с экспериментом достигается при рассмотрении рассеяния электронов только в кулоновском поле ядра. Согласно квантовой электродинамике, в поле ядра существует определ. вероятность квантового перехода электрона в состояние с меньшей энергией с испусканием, как правило, одного фотона (вероятность излучения большого числа фотонов очень мала). Поскольку энергия фотона $\mathscr{E}_\gamma$ равна разности начальной и конечной энергий электрона, спектр Т. и. (рис. 1) имеет резкую границу при энергии фотона, равной нач. кинетич. энергии электрона

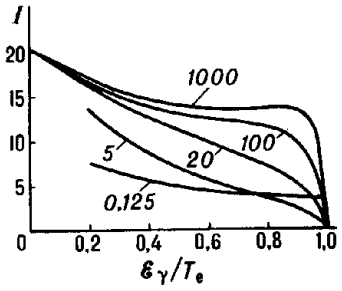


Рис. 1. Теоретические кривые энергии фотонов $\mathscr{E}_\gamma$ тормозного излучения электронов в свинце (4 верхние кривые) и в алюминии (нижняя кривая) с учётом экранирования; цифры на кривых — значение T_e в единицах энергии покоя электрона $m_ec^2 \approx 0{,}511$ МэВ. Интенсивность I дана в относительных единицах.

T_e. Т. к. вероятность (интенсивность) излучения в элементарном акте рассеяния пропорциональна Z^2, то для увеличения выхода фотонов Т. и. в электронных пучках используются мишени из веществ с большими Z (свинец, платина и т. п.).

Угл. распределение Т. и. существенно зависит от T_e: в нерелятивистских случаях ($T_e < m_ec^2$, где m_e — масса электрона) оно подобно угл. распределению излучения электрич. диполя, перпендикулярного к плоскости траекторий электрона. При ультрарелятивистских энергиях ($T_e \gg m_ec^2$) Т. и. направлено вперёд по движению электрона и концентрируется в пределах конуса с угл. раствором $\vartheta \approx m_ec^2/T_e$ (рад) (рис. 2); это свойство используется для

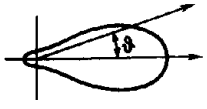


Рис. 2. Угловое распределение тормозного излучения при ультрарелятивистских начальных энергиях электронов $T_e \gg m_ec^2$.

получения интенсивных пучков фотонов высокой энергии (γ-квантов) на электронных ускорителях. При этом Т. и. частично поляризовано.

Дальнейшее уточнение теории Т. и. достигается учётом экранирования кулоновского поля ядра электронами атома. Поправки на экранирование, существенные при $T_e \gg m_ec^2$ и $\mathscr{E}\gamma \ll T_e$, приводят к снижению вероятности (интенсивности) Т. и., т. к. при этом эфф. поле ядра меньше Ze.

На свойства Т. и. при прохождении электронов через вещество влияют эффекты, связанные с его структурой, а также с вероятностью многократного рассеяния электронов в нём. При $T_e \gg 100$ МэВ за время, необходимое для излучения фотона, электрон проходит большое расстояние и может испытать столкновения с др. атомами. В аморфных веществах многократное рассеяние электронов больших энергий приводит к снижению интенсивности и расширению пучка Т. и.; в кристаллах возникает дифракция электронов, в спектре Т. и. появляются резкие максимумы и увеличивается степень его поляризации (рис. 3).

Причиной значит. Т. и. может быть тепловое движение частиц в горячей разреженной *плазме* (при темп-рах $\sim 10^5 - 10^6$ К и выше). Элементарные акты Т. и., называемые в этом случае тепловым излучением, обусловлены столкновениями заряж. частиц плазмы. Космич. рентг. излучение, наблюдение к-рого стало возможным с появле-

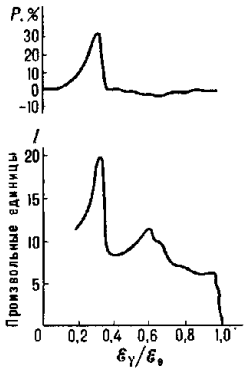


Рис. 3. Поляризация P (верхняя кривая) и энергетический спектр (нижняя кривая) фотонов тормозного излучения как функция $\mathscr{E}_\gamma$ в единицах полной начальной энергии электрона $\mathscr{E}_e = T_e + m_ec^2$ для $\mathscr{E}_e = 1$ ГэВ (интенсивность I дана в произвольных единицах).

нием ИСЗ, частично (а излучение нек-рых дискретных рентг. источников, возможно, полностью) является, по-видимому, тепловым Т. и.

Лит.: Ахиезер А. И., Берестецкий В. Б., Квантовая электродинамика, 4 изд., М., 1981; Богданкевич О. В., Николаев Ф. А., Работа с пучком тормозного излучения, М., 1964; Байер В. Н., Катков В. М., Фадин В. С., Излучение релятивистских электронов, М., 1973; Соколов А. А., Тернов И. М., Релятивистский электрон, М., 1974.

Э. А. Тагиров.

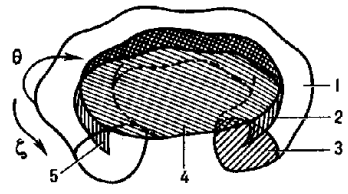
ТОРОИДА́ЛЬНЫЕ СИСТЕ́МЫ — системы магн. удержания плазмы, в к-рых магн. силовые линии не выходят из области удержания. Из условия соленоидальности магн. поля ($\mathrm{div}\,\boldsymbol{B}=0$) следует, что магн. силовые линии должны образовывать систему вложенных тороидальных (в топологич. смысле) магн. поверхностей (см. *Магнитные ловушки*). На каждой магн. поверхности силовые линии имеют вид спиралей (винтовых линий), плотно навивающихся на тороидальную поверхность. Спиральность магн. силовых линий создаётся либо с помощью тока, пропускаемого вдоль тороидального магн. поля (см. *Токамак*), либо с помощью поперечного магн. поля, вращающегося при следовании вдоль тора (см. *Стелларатор*).

Интерес к Т. с. возник в связи с проблемой *управляемого термоядерного синтеза*. В Т. с., пригодных для создания магн. *термоядерного реактора*, должны осуществляться условия равновесия

$$\nabla p = [\mathrm{rot}\boldsymbol{B}\boldsymbol{B}]/\mu_0 \qquad (1)$$

и устойчивости плазмы. Здесь p — давление плазмы, μ_0 — магн. постоянная (единицы СИ).

Для описания равновесия плазмы в Т. с. вводят три ф-ции $a(r)$, $\theta(r)$, $\zeta(r)$, к-рые можно рассматривать как



Потоковые координаты в тороидальной системе: 1, 2, 3 — координатные поверхности $a=\mathrm{const}$, $\theta=\mathrm{const}$, $\zeta=\mathrm{const}$; 4 — внешняя полоидальная перегородка; 5 — магнитная ось.

криволинейные потоковые координаты. Первая из них, удовлетворяющая условию $\boldsymbol{B}\nabla a = 0$, служит меткой магн. поверхности (аналог радиальной координаты в цилиндрич. геометрии), вторая и третья — полоидальная

θ и тороидальная ζ — циклические переменные, изменяющиеся на 2π при обходе соответственно вокруг магн. оси (предельной магн. поверхности, ограничивающей объём $V(a)\to 0$) и вдоль тора (рис.). Из ур-ния (1) следует условие $\boldsymbol{B}\nabla p=0$, т. е. $p=p(a)$. Векторный потенциал $\boldsymbol{A}$ и магн. поле $\boldsymbol{B}$ в потоковых координатах выражаются ф-лами

$$2\pi\boldsymbol{A}=\Phi(a)\nabla\theta+\psi(a)\nabla\zeta-\eta\nabla a,$$

$$2\pi\boldsymbol{B}/\mu=J(a)\nabla\theta+F(a)\nabla\zeta-\nu\nabla a+\nabla\varphi,$$

где $J(a)$, $\Phi(a)$ — тороидальные электрич. ток и магн. поток внутри данной магн. поверхности (через тороидальную перегородку, рис.), $F(a)$, $\psi(a)$ — внешние по отношению к данной магн. поверхности полоидальный ток и магн. поток (через внешнюю полоидальную перегородку, рис.), а η, ν, φ — ф-ции, от к-рых зависит форма полоидальных и тороидальных координатных поверхностей $\theta(r)=\text{const}$, $\zeta(r)=\text{const}$. Важной характеристикой Т. с. является вращательное преобразование

$$\mu(a)=-d\psi/d\Phi=1/q(a),$$

определяющее число оборотов магн. силовой линии по малому обходу тора, приходящееся на один обход вдоль тора (полоидальное число вращения). Вращат. преобразование необходимо для самого существования системы вложенных тороидальных магн. поверхностей, обеспечивающих длительное удержание плазмы. От него зависит предельное давление плазмы в Т. с. Обратная величина $q(a)$ (тороидальное число вращения) применительно к токамакам наз. запасом устойчивости.

Из трёх ф-ций η, ν, φ две можно выбрать произвольно. Выбор $\eta=0$ соответствует координатам с прямыми силовыми линиями, ур-ние к-рых $d\zeta/d\theta=q(a)$. Дополнит. выбор $\nu=0$ определяет координаты Хамады, в к-рых якобиан

$$D=\frac{\partial r}{\partial a}\left[\frac{\partial r}{\partial\theta}\frac{\partial r}{\partial\zeta}\right]=(\text{grad } a\,[\text{grad}\,\theta\,\text{grad}\,\xi])^{-1}$$

не зависит от θ и ζ, $D=V'(a)/4\pi^2$, а выбор $\varphi=0$ (при этом $\nu\neq 0$) — координаты Бузера, или магнитные координаты, в к-рых якобиан D выражается через напряжённость магн. поля $\boldsymbol{B}$:

$$D=V'(a)\langle B^2\rangle/4\pi^2B^2.$$

Ур-ние (1) связывает пять физ. «поверхностных», т. е. зависящих только от a, величин p, J, ψ, F, Φ соотношением

$$p'V'=J'\psi'-F'\Phi'.$$

Токи J, F связаны линейными соотношениями с потоками ψ, Φ (следствие связи $\boldsymbol{B}=\text{rot}\,\boldsymbol{A}$). Поэтому из пяти упомянутых поверхностных величин независимых — две, напр. p и q или p и J. При их задании геометрию магн. поверхностей определяют обычно с помощью ф-ции полоидального магн. потока $\psi(r)$, ур-нием для к-рой служит нормальная к магн. полю компонента ур-ния равновесия $\text{rot}\,\boldsymbol{B}\,[\boldsymbol{B}\nabla\psi]=p'(\psi)|\nabla\psi|^2$. В осесимметричном случае это ур-ние двумерное и имеет вид

$$r^2\,\text{div}\,(\nabla\psi/r^2)=-4\pi^2\mu_0p'(\psi)-\mu_0^2FF'(\psi)$$

(r — цилиндрич. радиус). Разработаны эфф. методы численного исследования равновесия плазмы и МГД неустойчивостей плазмы в Т. с. как двумерных, типа токамака, так и трёхмерных, типа стелларатора.

Представление о Т. с. как о системах с вложенными тороидальными магн. поверхностями является идеализацией. Реально Т. с. всегда имеют по крайней мере мелкую островную структуру (см. *Магнитные ловушки*).

Лит. см. при ст. *Магнитные ловушки, Стелларатор.*

В. Д. Шафранов.

ТОРР (торр, Torr) — внесистемная единица давления, то же, что *миллиметр ртутного столба*. Названа в честь итал. учёного Э. Торричелли (E. Torricelli). 1 торр $=1{,}33322\cdot10^2$ Па $=1{,}33322\cdot10^3$ дин $\cdot$ см$^{-2}$.

ТОРРИЧЕ́ЛЛИ ФО́РМУЛА — определяет скорость истечения жидкости из малого отверстия в открытом сосуде: $v=\sqrt{2gh}$, где h — высота уровня жидкости, отсчитываемая от центра отверстия, g — ускорение свободного падения. Впервые установлена итал. учёным Э. Торричелли (E. Torricelli, 1641). Из Т. ф. следует, что скорость истечения жидкости из отверстия одинакова для всех жидкостей и зависит лишь от высоты, с к-рой жидкость опустилась, т. е. равна скорости свободного падения тела с той же высоты. Действительная же скорость истечения несколько отличается от скорости, определяемой Т. ф.: она зависит от формы и размера отверстия, от вязкости жидкости и величины расхода. Для учёта этих обстоятельств в Т. ф. вводят поправочный множитель φ, меньший единицы; тогда ф-ла приобретает вид: $v=\varphi\sqrt{2gh}$. Множитель φ наз. коэф. скорости при истечении жидкости из отверстия; для малого круглого отверстия при большом *Рейнольдса числе* он равен 0,94—0,99. Значения для отверстий др. форм и размеров приводятся в гидравлич. справочниках.

ТО́ЧЕЧНЫЕ ГРУ́ППЫ СИММЕТРИ́И кристаллов (класс кристаллов) — совокупность операций симметрии, совмещающих кристалл с самим собой, при к-рых, по крайней мере, одна точка кристалла остаётся неподвижной. Т. г. с. описывают внеш. форму (огранку) кристаллов. Существует 32 Т. г. с. Подробнее см. *Симметрия кристаллов*.

ТО́ЧЕЧНЫЕ ДЕФЕ́КТЫ (нульмерные дефекты) — нарушения идеальной кристаллич. решётки, ограниченные одним или неск. узлами. Т. д. являются *вакансии*, дивакансии, *межузельные атомы*, а также комплексы примесных атомов с вакансиями, дивакансиями и межузельными атомами. Т. д. могут быть собственными и примесными. Упругое поле, созданное Т. д., может быть значительным в пределах области, охватывающей несколько постоянных решётки a, а кулоновское — несколько десятков постоянных a.

По способу образования можно выделить: Т. д. ростовые, возникающие в процессе *кристаллизации*; Т. д. термические (возникают в результате прогрева, часто с последующей закалкой); радиационные (см. *Радиационные дефекты*), сопутствующие *дислокациям* (шуба дислокации); примеси, к-рые вводятся в кристалл при легировании, и др.

К простым Т. д. следует отнести вакансии, межузельные атомы, т. н. пары Френкеля (вакансия + межузельный атом) и примесные атомы замещения. Первичные Т. д. образуются непосредственно при нагреве или облучении, вторичные — в результате перестройки, вызванной диффузией и последующим взаимодействием первичных дефектов между собой.

Лит.: Стоунхэм А. М., Теория дефектов в твердых телах, пер. с англ., т. 1—2, М., 1978; Винецкий В. Л., Холодарь Г. А., Радиационная физика полупроводников, К., 1979; Точечные дефекты в твердых телах. Сб. статей, пер. с англ., М., 1979; Емцев В. В., Машовец Т. В., Примеси и точечные дефекты в полупроводниках, М., 1981.

Т. В. Машовец.

ТО́ЧНО РЕША́ЕМЫЕ МОДЕ́ЛИ квантовой теории поля и статистической физики (вполне интегрируемые системы), матем. модели физ. систем, допускающие точное вычисление собств. функций и собств. значений гамильтониана таких систем, а также статистич. суммы для них; как правило, это системы низкой пространственной размерности (одно- или двумерные; см., напр., *Двумерные модели* квантовой теории поля). Т. р. м. имеют принципиальное значение в физике *фазовых переходов*.

XYZ-модель. Одной из фундаментальных Т. р. м. является одномерная квантовая анизотропная *XYZ*-модель Гейзенберга — периодическая цепочка N спинов $^1/_2$, в к-рой учитывается только обменное взаимодействие ближайших соседей. Гамильтониан *XYZ*-модели записывается в виде (см. также *Спиновый гамильтониан*):

$$\mathscr{H}=-\frac{1}{2}\sum_{j=1}^{N}\left(J_x\sigma_j^x\sigma_{j+1}^x+J_y\sigma_j^y\sigma_{j+1}^y+J_z\sigma_j^z\sigma_{j+1}^z\right),\qquad(1)$$

где $\boldsymbol{\sigma}_j=(\sigma_j^x,\ \sigma_j^y,\ \sigma_j^z)$ — трёхмерный вектор, составленный из матриц Паули для j-го спина, J_α — константы анизотроп-

ного обменного взаимодействия ($\alpha = x, y, z$); для частных значений констант J_α модель XYZ сводится к более простым точно решаемым моделям.

1. Модель Изинга ($J_x = J_y = 0$, $J_z \neq 0$) точно решается, напр., методом трансфер-матрицы, или матрицы переноса (см. ниже), не только для обменного взаимодействия, но и в более общем случае при включении в гамильтониан внеш. магн. поля H; этот метод также оказывается весьма полезным при решении ряда других Т. р. м.

Свободная энергия модели Изинга определяется наибольшим из двух собств. значений трансфер-матрицы. Однако при $T = H = 0$ оба собств. значения совпадают, обращая при этом корреляц. длину в бесконечность. Это означает, что в одномерной модели Изинга точка $T = H = 0$ является *критической точкой*. Полученный результат есть следствие общей теоремы теории фазовых переходов, согласно к-рой дальний порядок (см. *Дальний и ближний порядок*) в системе возникает только тогда, когда наибольшее собств. значение трансфер-матрицы асимптотически вырождено. Такое поведение согласуется также с тем, что для одномерных систем с взаимодействием конечного радиуса вклад в свободную энергию от энтропийного слагаемого преобладает, и упорядоченное состояние оказывается термодинамически неустойчивым. В случае же с бесконечным радиусом взаимодействия собств. значения трансфер-матрицы становятся вырожденными, что соответствует фазовому переходу. Каждый спин системы при этом взаимодействует со всеми остальными спинами, так что вся цепочка представляет собой единый кластер, т. е. модель преобразуется в решётку с бесконечным координац. числом (т. н. бесконсчномерная модель), для к-рой точным оказывается *среднего поля приближение*.

Несмотря на чрезвычайную простоту, модель Изинга позволяет продемонстрировать два очень существ. факта для теории фазовых переходов: во-первых, одномерные системы имеют критич. точку, в к-рой темп-ра T и магн. поле H равны нулю, и, во-вторых, критические показатели физ. величин вблизи критич. точки удовлетворяют гипотезе подобия.

2. XY-модель ($J_x = J_y \neq 0$, $J_z = 0$) сводится к другой Т. р. м.— знаменитой двумерной модели Изинга, точное решение к-рой в 1944 нашёл Л. Онсагер (L. Onsager) (см. *Изинга модель*).

3. XXX-модель ($J_x = J_y = J_z = J$) — изотропная модель Гейзенберга. Решение получено Г. Бете в 1931 [1]. Использованный им метод решения в дальнейшем получил назв. анзатц или подстановка Бете. Следуя этому методу, рассмотрим состояние цепочки с m спинами, ориентированными вниз, и $N-m$ спинами, ориентированными вверх. Пусть $x_1 < x_2 < \ldots < x_N$ — координаты узлов со спинами вниз ($1 \leqslant x_i \leqslant N$). Произвольная волновая ф-ция Φ_m с заданным полным спином, т. е. с определённым числом m спинов, ориентированных вниз, должна быть суперпозицией всех состояний $|x_1 \ldots x_m\rangle$ с конкретным указанием узлов $x_1, \ldots, x_m$, в к-рых располагаются ориентированные вниз спины:

$$\Phi_m = \sum_{x_1 < x_2 < \ldots < x_m} \alpha(x_1 \ldots x_m) |x_1 \ldots x_m\rangle. \qquad (2)$$

Суммирование здесь ведётся по всем разл. способам размещения m номеров по N узлам. Коэф. $\alpha(x_1 \ldots x_m)$ можно найти, действуя на Φ_m гамильтонианом $\mathscr{H}$. Решение представляется в виде

$$\alpha(x_1 \ldots x_m) = \sum_P A_P \exp\left(i \sum_{j=1}^{m} p_{Pj} x_j\right), \qquad (3)$$

где $p_1, \ldots, p_m$ — нек-рая совокупность неравных чисел, а P — произвольная перестановка этих m чисел. Амплитуды A_P связаны с амплитудой $A_0 = A_{12 \ldots m}$, отвечающей тождественной перестановке, соотношением

$$A_P / A_0 = \pm \exp\{-i \sum \theta(p_j, p_i)\}, \qquad (4)$$

где суммирование θ-факторов ведётся по всем парам индексов у амплитуды, к-рые необходимо транспонировать, чтобы прийти к правильной расстановке индексов, т. е. к амплитуде A_0 (j и i — индексы конкретной транспонируемой пары). Знак в (4) определяется чётностью или нечётностью перестановки P. Фазовый θ-фактор имеет вид

$$\theta(p_1, p_2) = 2\operatorname{arctg}\left[\frac{\Delta \sin[(p_1 - p_2)/2]}{\cos[(p_1 + p_2)/2] - \Delta \cos[(p_1 - p_2)/2]}\right],$$

где $\Delta = \operatorname{sign} J$.

Собств. значение гамильтониана, соответствующее ф-ции Φ_m, записывается в виде

$$E = -N\frac{\Delta}{2} + \sum_{j=1}^{m} 2(\Delta - \cos p_j). \qquad (6)$$

Числа p_i, характеризующие собств. значения и собств. ф-ции гамильтониана, представляют собой *квазиимпульсы*, и для их определения необходимо учесть граничные условия, выражающие тождественность состояния на узле x и $N+x$, т. е. замыкание цепочки. В результате система ур-ний на числа $p_1, \ldots, p_m$ примет вид

$$N p_j = 2\pi I_j - \sum_{i=1}^{m} \theta(p_j, p_i), \qquad (7)$$

где для m чётных I_j — полуцелые, а для m нечётных I_j — целые числа. Дальнейший анализ ур-ний зависит от знака обменного взаимодействия J.

Для $J > 0$, отвечающему ферромагн. осн. состоянию, Бете нашёл собств. ф-ции гамильтониана и определил спектр элементарных возбуждений. Ими оказались *спиновые волны* и m-частичные спиновые комплексы (связанные состояния m перевёрнутых спинов в ферромагн. цепочке). Однако наиб. успех в XXX-модели достигнут в случае антиферромагн. цепочки ($J < 0$), для к-рой этим методом вычислена энергия осн. состояния и найден спектр элементарных возбуждений.

4. XXZ-модель ($J_x = J_y$), или модель Гейзенберга — Изинга, точно решается методом анзатца Бете и сводится к двумерной, т. н. шестивершинной, модели, к-рая, в свою очередь, известна также как модель типа льда на квадратной решётке (см. *Двумерные решёточные модели*). Связь этих моделей позволяет использовать результаты, полученные для шестивершинной модели в случае XXZ-модели. Преимущество классич. двумерной шестивершинной модели перед одномерной квантовой XXZ-моделью заключается в том, что для решения двумерной модели удобно использовать метод трансфер-матрицы.

5. Анизотропная XYZ-модель связана с другой классич. двумерной моделью на квадратной решётке, а именно с восьмивершинной моделью. Точное решение классич. двумерной восьмивершинной модели — крупнейшее достижение в области точно решаемых моделей — получено в 1972 Р. Бакстером [2]. Он обнаружил противоречие с гипотезой универсальности и независимости критич. показателей от деталей взаимодействия. Решение восьмивершинной модели позволило вычислить энергию осн. состояния и найти спектр элементарных возбуждений XYZ-модели.

Т. о., основополагающей идеей метода исследования точно решаемых одномерных квантовых систем является анзатц Бете (с соответствующим усложнением при переходе к более сложным моделям). С матем. точки зрения точное решение восьмивершинной модели потребовало нетривиального обобщения анзатца Бете. Бакстер установил фундам. соотношение для факторизованной трёхчастичной матрицы рассеяния, к-рое сейчас известно как ур-ние Янга — Бакстера (см. ниже). Общность и содержательность этого ур-ния особенно проявилась в создании в 1979 Л. Д. Фаддеевым и его сотрудниками [3] квантового метода обратной задачи (КМОЗ) — алгебраич. варианта анзатца Бете. КМОЗ является естеств. развитием классич. *обратной задачи рассеяния метода*, к-рый позволил найти обширный класс двумерных нелинейных эволюционных ур-ний, имеющих точное решение.

Уравнение Янга — Бакстера. Изотропная модель Гейзенберга является простейшей системой, точное решение к-рой достигается методом анзатца Бете, т. е. представлением волновой ф-ции в виде (3) и (4). Для этой модели рассматривается система взаимодействующих частиц (спиновых отклонений), к-рые не имеют внутр. структуры, и их состояние целиком задаётся их положением в цепочке (координатой); взаимодействие таких частиц сводится лишь к обмену импульсами. В то же время существует немало физ. задач, где состояние отражает и внутр. структуру частиц, т. е. характеризуется нек-рым дискретным индексом α, напр. проекцией спина. При взаимодействии друг с другом такие частицы могут не только обмениваться импульсами, но и менять свой дискретный индекс. Это обстоятельство требует обобщения анзатца Бете.

Рассмотрим систему из N частиц. Пусть $Q=(q_1,...,q_N)$ и $P=(p_1,...,p_N)$ — перестановки целых чисел 1, ..., N. Обобщённый анзатц Бете состоит в том, что волновая ф-ция системы $\Phi_{\alpha_1,...,\alpha_N}(x_1,...,x_N)$ для области

$$X_Q=\{x_{q_1}<x_{q_2}<...<x_{q_N}\}$$

взаимной расстановки координат частиц имеет вид

$$\Phi_{\alpha_1,...,\alpha_N}(x_1,...,x_N)=\sum_P A_{\alpha_1,...,\alpha_N}(Q\,|\,P)\exp\left\{i\sum_{j=1}^{N}p_{Pj}x_j\right\}. \quad (8)$$

Ф-ции $A(Q\,|\,P)$ разл. областей связаны между собой через S-матрицу. Если области X_Q и $X_{\tilde{Q}}$ отличаются друг от друга перестановкой i и j частиц, то эту связь в общем виде можно записать в виде соотношения

$$A_{...\alpha_i...\alpha_j...}(\tilde{Q}\,|\,P)=\sum_{\alpha_i\alpha_j'} S^{\alpha_i\alpha_j'}_{\alpha_j\alpha_i'}(p_i,p_j)A_{...\alpha_i'...\alpha_j'}(Q\,|\,P). \quad (9)$$

Величина $S^{\alpha_i\alpha_j'}_{\alpha_j\alpha_i'}(p_i,p_j)$ наз. двухчастичной *матрицей рассеяния*. Используя многократно правило (9) для перестановки одной пары частиц, мы можем любую перестановку свести к тождественной перестановке $X_I=\{x_1<x_2<...<x_N\}$. Коэф. $A(Q\,|\,P)$ и $A(I\,|\,P)$ будут связаны соотношением, в к-ром стоит произведение S-матриц, отвечающих всем транспозициям пары индексов, к-рые нужно сделать для сведения перестановки $\tilde{Q}$ к I. Т. о. возникает многочастичная матрица рассеяния, к-рая оказывается мультипликативной.

Между элементами двухчастичной матрицы рассеяния существует соотношение, играющее центр. роль в теории квантовых одномерных систем. Это соотношение следует из эквивалентности двух возможностей трёхчастичного процесса рассеяния. Используя такую параметризацию импульсов $p_i=p_i(\lambda_i)$, при к-рой матрица рассеяния $S(p_1,p_2)$ будет ф-цией разности быстрот λ_1 и λ_2, $S(\lambda_1-\lambda_2)$, соотношение для факторизованной трёхчастичной матрицы можно записать в виде

$$S^{\alpha_1\alpha_1'}_{\alpha_2\alpha_2'}(\lambda)S^{\alpha_1'\alpha_1''}_{\alpha_3\alpha_3'}(\lambda+\mu)S^{\alpha_2'\alpha_2''}_{\alpha_3'\alpha_3''}(\mu)=$$

$$=S^{\alpha_2\alpha_2'}_{\alpha_3\alpha_3'}(\mu)S^{\alpha_1\alpha_1''}_{\alpha_3'\alpha_3''}(\lambda+\mu)S^{\alpha_1'\alpha_1''}_{\alpha_2'\alpha_2''}(\lambda) \quad (10)$$

(по повторяющимся индексам подразумевается суммирование). Подобного типа соотношения при точном решении конкретных одномерных задач были получены в 1967 Ч. Янгом [4] и в 1972 Бакстером и наз. уравнениями Янга—Бакстера, а параметр λ (или μ) наз. спектральным параметром.

Квантовый метод обратной задачи. В этом методе одним из центральных объектов является трансфер-матрица T. Она определяется следующим образом:

$$T^{\alpha_1...\alpha_N}_{\beta_1...\beta_N}(\lambda)=\sum_{\gamma_1...\gamma_N} S^{\gamma_1\gamma_2}_{\alpha_1\beta_1}(\lambda)\times$$

$$\times S^{\gamma_2\gamma_3}_{\alpha_2\beta_2}(\lambda)...S^{\gamma_N\gamma_1}_{\alpha_N\beta_N}(\lambda), \quad (11)$$

где α_i и β_i $(1\leqslant i\leqslant N)$ — два набора чисел, каждый из к-рых может пробегать все l значений дискретного индекса α (или β). Такая искусств. конструкция T-матрицы размерности l^N полезна тем, что проблема диагонализации гамильтониана задачи сводится к отысканию собств. значений этой матрицы, что может представить выполнимую задачу.

Запишем трансфер-матрицу в инвариантной форме, перейдя от S-матрицы размерности l к нек-рой $\mathscr{L}$-матрице размерности l^{N+1}, следующим образом:

$$\mathscr{L}_{\xi n}(\lambda)^{\gamma_\xi\alpha_1...\alpha_N}_{\gamma_\xi'\beta_1...\beta_N}=S^{\gamma_\xi\gamma_\xi'}_{\alpha_n\beta_n}(\lambda)\delta_{\alpha_1\beta_1}...\delta_{\alpha_{n-1}\beta_{n-1}}\times$$

$$\times\delta_{\alpha_{n+1}\beta_{n+1}}...\delta_{\alpha_N\beta_N}. \quad (12)$$

В многомерном пространстве эта матрица диагональна по всем индексам α_i, β_i, кроме $i=n$. Выражение для T-матрицы в таком случае записывается в виде следа от произведения $\mathscr{L}$-матриц, взятого только по вспомогат. матричным индексам γ_ξ и γ_ξ':

$$T^{\alpha_1...\alpha_N}_{\beta_1...\beta_N}(\lambda)=\{\mathrm{Tr}_\xi\mathscr{L}_{\xi1}(\lambda)\mathscr{L}_{\xi2}(\lambda)...\mathscr{L}_{\xi N}(\lambda)\}^{\alpha_1...\alpha_N}_{\beta_1...\beta_N}. \quad (13)$$

В операторной форме

$$T(\lambda)=\mathrm{Tr}_\xi\mathscr{T}_\xi(\lambda),$$

где

$$\mathscr{T}_\xi(\lambda)=\mathscr{L}_{\xi1}(\lambda)\mathscr{L}_{\xi2}(\lambda)...\mathscr{L}_{\xi N}(\lambda) \quad (14)$$

наз. матрицей монодромии; её размерность равна l^{N+1}.

Соотношение (10) для S-матриц можно переписать в терминах $\mathscr{L}$-матриц, вводя матрицу $\mathscr{L}_{\xi\eta}$ ф-лой

$$\mathscr{L}_{\xi\eta}(\lambda)^{\gamma_\xi\gamma_\eta}_{\gamma_\xi'\gamma_\eta'}(\lambda)\equiv S^{\gamma_\xi\gamma_\xi'}_{\gamma_\eta\gamma_\eta'}(\lambda).$$

Тогда имеет место следующее ур-ние:

$$\mathscr{L}_{\xi\eta}(\lambda)\mathscr{L}_{\xi n}(\lambda+\mu)\mathscr{L}_{\eta n}(\mu)=\mathscr{L}_{\eta n}(\mu)\mathscr{L}_{\xi n}(\lambda-\mu)\mathscr{L}_{\xi\eta}(\lambda). \quad (15)$$

Отсюда следует аналогичное ур-ние для матрицы монодромии:

$$\mathscr{L}_{\xi\eta}(\lambda-\mu)\mathscr{T}_\xi(\lambda)\mathscr{T}_\eta(\mu)=\mathscr{T}_\eta(\mu)\mathscr{T}_\xi(\lambda)\mathscr{L}_{\xi\eta}(\lambda-\mu). \quad (16)$$

Ур-ния (15) и (16) удобно переписать в др. форме, если подействовать на них оператором перестановки $P_{\xi\eta}$ индексов ξ и η:

$$R(\lambda-\mu)(\mathscr{L}_n(\lambda)\otimes\mathscr{L}_n(\mu))=(\mathscr{L}_n(\mu)\otimes\mathscr{L}_n(\lambda))R(\lambda-\mu), \quad (17)$$

$$R(\lambda-\mu)(\mathscr{T}(\lambda)\otimes\mathscr{T}(\mu))=(\mathscr{T}(\mu)\otimes\mathscr{T}(\lambda))R(\lambda-\mu), \quad (18)$$

где введена $R(\lambda)$-матрица размерности l^2,

$$R(\lambda)=P_{\xi\eta}\mathscr{L}_{\xi\eta}(\lambda), \quad (19)$$

и символ тензорного произведения $\otimes$. Все ур-ния (15)—(18) также наз. ур-ниями Янга — Бакстера. Для ранее введённых T-матрицы и матрицы монодромии также справедливы ур-ния Янга — Бакстера. Дальнейшая программа состоит в том, чтобы установить связь этих матриц с гамильтонианом системы и провести их диагонализацию. Эта программа и составляет содержание КМОЗ и может быть фактически реализована только для конкретной системы. Проиллюстрируем технику КМОЗ на примере анизотропной гейзенберговской цепочки (XYZ-модели).

Для исследования системы с гамильтонианом (1) выберем в качестве двухчастичной матрицы рассеяния выражение

$$S^{\gamma\gamma'}_{\alpha\alpha'}(\lambda)=\sum_{j=0}^{3}w_j(\lambda)\sigma^j_{\gamma\gamma'}\sigma^j_{\alpha\alpha'}\ (j=x,\ y,\ z) \quad (20)$$

с разл. величинами w_j (суммирование по j ведётся по четырём индексам: $j=x,\ y,\ z$ и 0, причём σ^0 представляет собой единичную двухрядную матрицу). Матричная запись S-матрицы будет следующей:

$$S_{\alpha\alpha}^{\gamma\gamma'}=\begin{pmatrix} a & 0 & 0 & d \\ 0 & c & b & 0 \\ 0 & b & c & 0 \\ d & 0 & 0 & a \end{pmatrix}, \qquad (21)$$

где

$$a=w_0+w_3,\ b=w_1+w_2,\ c=w_0-w_3,\ d=w_1-w_2. \qquad (22)$$

Записав с помощью выражения для S-матрицы локальные $\mathscr{L}_{\xi\eta}$-матрицы и R-матрицу, из ур-ния Янга — Бакстера находим систему ур-ний для определения величин $w_j(\lambda)$. Для XYZ-модели решение этой системы ур-ний приводит к следующей эллиптич. параметризации для коэф. матрицы рассеяния:

$$a(\lambda):c(\lambda):b(\lambda):d(\lambda)=\mathrm{sn}(\lambda+\eta,k):\mathrm{sn}(\lambda-\eta,k):$$
$$:\mathrm{sn}(2\eta,k):k\,\mathrm{sn}(2\eta,k)\,\mathrm{sn}(\lambda-\eta,k)\,\mathrm{sn}(\lambda+\eta,k), \qquad (23)$$

где k — модуль эллиптич. синуса. Величины η и k параметризуют две независимые константы гамильтониана (1). Эта параметризация выражается эллиптич. ф-циями Якоби

$$J_x=1+k\,\mathrm{sn}^2 2\eta,\ J_y=1-k\,\mathrm{sn}^2 2\eta,$$
$$J_z=\mathrm{cn}\,2\eta\,\mathrm{dn}\,2\eta. \qquad (24)$$

В частном случае $k=0$ получаем $J_x=J_y$, $J_z=\cos 2\eta$, т. е. переходим к XYZ-модели, при этом эллиптич. параметризация переходит в тригонометрическую.

Установив зависимость элементов матрицы рассеяния от спектрального параметра λ, можно убедиться, что в точке $\lambda=0$ S-матрица совпадает с матрицей перестановки. Если с помощью этого частного значения S-матрицы образовать трансфер-матрицу по ф-ле (11), то именно через неё будут выражаться гамильтониан и импульс системы.

Сформулируем теперь общую схему квантового метода обратной задачи. Она состоит в двукратном использовании ур-ний Янга — Бакстера. На первом этапе решается ур-ние (17) в локальной форме и находится параметризация элементов матрицы рассеяния $S(\lambda)$, т. е. их зависимость от спектрального параметра λ. На втором этапе используется ур-ние Янга — Бакстера в форме (18), из к-рого получаются коммутац. соотношения для матрицы монодромии. С их помощью производится диагонализация трансфер-матрицы и находятся в явном виде её собств. значения. Гамильтониан системы и импульс выражаются через трансфер-матрицу, поэтому её диагонализация означает и диагонализацию гамильтониана, т. е., точнее, решение задачи.

Иллюстрирование схемы КМОЗ на примере XYZ-модели показало, что для этой задачи было необходимо ввести S-матрицы вида (20). Существенно отметить, что для этой задачи введённая S-матрица не является физической, но представляет нек-рую абстрактную S-матрицу, использование к-рой в схеме КМОЗ приводит к диагонализации гейзенберговского гамильтониана. Для др. физ. задач, напр. о цепочке Хаббарда или об эффекте Кондо, частицы имеют внутр. симметрию и их состояния характеризуются дискретным индексом, конкретно — проекцией спина, поэтому физ. S-матрица в этих задачах является матрицей по этим индексам. Она должна удовлетворять ур-нию Янга — Бакстера, и с её помощью вводятся описанные выше матем. конструкции КМОЗ — матрица монодромии $\mathscr{T}$ и трансфер-матрица T. Однако этих величин недостаточно для полного решения задачи. Особую проблему составляет учёт периодических граничных условий. В рамках КМОЗ эта проблема нахождения импульсов сводится к диагонализации трансфер-матрицы T на т. н. нерегулярной решётке.

Одномерная модель Хаббарда. Гамильтониан одномерной цепочки Хаббарда (см. *Зонный магнетизм*) записывается в виде

$$\mathscr{H}=-t\sum_{i=1}^{N}\sum_{\sigma}(c_{i\sigma}^{+}c_{i+1,\sigma}+c_{i+1,\sigma}^{+}c_{i\sigma})+U\sum_{i=1}^{N}c_{i\uparrow}^{+}c_{i\uparrow}c_{i\downarrow}^{+}c_{i\downarrow},$$
$$U>0,$$

где $c_{i\sigma}$, $c_{i\sigma}^{+}$ — операторы уничтожения и рождения электрона на узле i со спином $\sigma=\pm 1$. Точное решение одномерной *Хаббарда модели* было дано в 1968 Э. Либом и Ф. Ву [5]. Решению этой задачи предшествовало точное решение Янгом проблемы одномерной системы мн. частиц с δ-образным отталкиванием. В результате оказалось, что для полузаполненной зоны (т. е. в случае, когда число электронов, приходящихся на один узел, равно единице) осн. состояние одномерной модели Хаббарда для любого ненулевого значения кулоновского отталкивания U является диэлектрическим с антиферромагн. взаимодействием, но без дальнего порядка. В случае, когда зона заполнена не наполовину, Либ и Ву нашли, что эта система при $U>0$ должна быть проводящей.

Характерной чертой одномерной модели Хаббарда является разделение спиновой и зарядовой степеней свободы. В соответствии с этим в этой модели существуют два типа элементарных возбуждений. Со спиновой степенью свободы ассоциируется возбуждение фермиевской природы, имеющее спин $^1/_2$ — спинон, а с зарядовой — холон — элементарное возбуждение тоже фермиевской природы, несущее заряд, но не имеющее спина.

Использование квантового метода обратной задачи в одномерной модели Хаббарда позволяет продвинуться в решении более сложной задачи — определения асимптотики корреляц. ф-ций на больших расстояниях и вычисления соответствующих критич. показателей. Корреляц. ф-ции системы, находящейся в точке фазового перехода, т. е. при темп-ре абс. нуля для одномерной модели Хаббарда, могут быть найдены с помощью методов конформной теории поля.

Эффект Кондо. Ещё одним ярким достижением использования КМОЗ в статистич. механике явилось точное решение задачи о примесном атоме с локализов. магн. моментом, помещённом в немагн. кристалл. Первые исследования задачи о рассеянии электронов проводимости на такой примеси в следующих за борновским приближениях показали существенные температурные аномалии, в частности спиновую экранировку примеси при низких темп-рах. Совокупность этих явлений получила назв. *Кондо эффекта*. Долгое время эта проблема была предметом исследования, но все подходы к ней основывались на разл. вариантах теории возмущений. Точное решение этой задачи дано в 1980 П. Б. Вигманом [6] и Н. Андреем [7] независимо друг от друга. Были вычислены энергия осн. состояния и выражение для свободной энергии, позволившее получить такие термодинамич. величины, как примесная теплоёмкость и восприимчивость, представляющие в этой проблеме осн. интерес.

Модель Тирринга. Большие возможности для дальнейшего описания XYZ-модели даёт переход от дискретной цепочки к непрерывной струне, когда параметр цепочки $a\to 0$. В этом пределе задача сводится к точно решаемой одномерной массивной модели Тирринга, хорошо известной в КТП. Эта модель описывает систему бесспиновых фермионов двух сортов, движущихся в противоположных направлениях со скоростью v:

$$\mathscr{H}=\int dx\{-iv\psi^{+}\sigma_z\nabla_x\psi+m_0\psi^{+}\sigma_z\psi+g\rho_1\rho_2\},$$

где $\psi=\begin{pmatrix}\psi_1\\ \psi_2\end{pmatrix}$ — двухкомпонентный спинор, а $\rho_1=(1/a)\psi_1^{+}\psi_1$ и $\rho_2=(1/a)\psi_2^{+}\psi_2$ — плотности ферми-частиц сорта 1 и 2. Параметры модели Тирринга (v — скорость, m_0 — масса фермиона, g — константа связи между фермионами) находятся в след. соответствии с параметрами XYZ-модели:

$$v=\frac{1}{2}(J_x+J_y)-\frac{1}{2\pi}J_z,\ m_0=-\frac{1}{2a}(J_x-J_y),\ g=-4J_z,$$

т. е. анизотропия в (x, y)-плоскости соответствует массе фермиона, а параметр продольного обмена — межфермионному взаимодействию.

Фермионная модель для безмассовых частиц ($m_0=0$, $J_x=J_y$) наз. моделью Латтинжера. Она, очевидно, соответствует XXZ-модели в континуальном пределе. Точное решение этой модели может быть получено разными методами. Среди них вызывает интерес метод, основанный на идее бозонизации ферми-систем. Оказывается, что модель Латтинжера, а также ряд др. моделей (среди них, напр., уже упоминавшаяся выше модель Хаббарда) демонстрируют совершенно необычное поведение с точки зрения теории обычной ферми-жидкости (системы взаимодействующих фермионов; см. *Квантовая жидкость*). Прежде всего это разделение спиновой и зарядовой степеней свободы и существование двух типов элементарных возбуждений фермиевской природы — нейтральных спинонов и заряж. холонов, а также существование необычных показателей корреляц. ф-ций. В отличие от ферми-жидкости, ф-ция распределения частиц по импульсам в осн. состоянии не имеет скачка на поверхности Ферми. Все эти свойства выделяют системы, к-рые точно решаются методом бозонизации, в особый класс взаимодействующих систем, получивший назв. жидкости Латтинжера (см. [8]). Возможно, что эти необычные свойства при нек-рых условиях, в принципе, могут реализоваться и в системах с большой размерностью, что, естественно, позволит описать те эксперим. результаты, к-рые не вписываются в теорию обычной ферми-жидкости (напр., данные по высокотемпературной сверхпроводимости).

Завершая обсуждение XYZ-модели и всех моделей, сводящихся к ней, необходимо заметить, что все они эквивалентны квантовому *синус-Гордона уравнению*, прототипом к-рого является классич. одномерное нелинейное ур-ние. Создание квантового метода обратной задачи стимулировало поиск новых точных решений (см. [10—14]), причём они получены не только для одномерных квантовых систем, но также и для двумерной классич. гейзенберговской модели, где была использована инвариантность относительно конформных преобразований (А. М. Поляков и Вигман [9]).

Лит.: 1) Bethe H., Theorie der Metalle. I. Eigenwerte und Eigenfunktionen der linearen Atom-Kette, «Z. Physik», 1931, Bd 71, S. 205; 2) Baxter R., One-dimensional anisotropic Heisenberg chain, «Ann. Phys.», 1972, v. 70, p. 323; 3) Тахтаджян А. Л., Фаддеев Л. Д., Квантовый метод обратной задачи и XYZ-модель Гейзенберга, «Успехи матем. наук», 1979, т. 34, № 5, с. 13; 4) Yang C. N., Some exact results for many-body problem in one dimension with repulsive delta-function interaction, «Phys. Rev. Lett.», 1967, v. 19, p. 1312; 5) Lieb E. H., Wu F. Y., Absence of Mott transition in an exact solution of short-range 1-band model in 1 dimension, «Phys. Rev. Lett.», 1968, v. 20, p. 1445; 6) Вигман П. Б., Точное решение $s-d$ обменной модели при $T=0$, «Письма в ЖЭТФ», 1980, т. 31, с. 392; 7) Andrei N., Diagonalization of the Kondo — Hamiltonian, «Phys. Rev. Lett.», 1980, v. 45, p. 379; 8) Haldane F. D. M., Luttinger liquid theory of one-dimensional quantum fluids. 1. Properties of the Luttinger model and their extension to the general 1 D interacting spinless Fermi gas, «J. Phys. C», 1981, v. 14, p. 2585; 9) Polyakov A. M., Wiegmann P. B., Theory of non-abelian Goldstone bosons in 2 dimensions, «Phys. Lett. B», 1983, v. 131, p. 121; 10) Бэкстер Р., Точно решаемые модели в статистической механике, пер. с англ., М., 1985; 11) Tsvelick A. M., Wiegmann P. B., Exact results in the theory of magnetic alloys, «Adv. Phys.», 1983, v. 32, p. 453; 12) Годен М., Волновая функция Бете, пер. с франц., М., 1987; 13) Изюмов Ю. А., Скрябин Ю. Н., Статистическая механика магнитоупорядоченных систем, М., 1987; 14) Боголюбов Н. М., Изергин А. Г., Корепин В. Е., Корреляционные функции интегрируемых систем и квантовый метод обратной задачи, М., 1992.

Ю. Н. Скрябин.

ТО́ЧНОСТЬ ИЗМЕРЕ́НИЙ — характеристика качества измерений, отражающая близость результатов измерений к истинному значению измеряемой величины. Чем меньше все систематич. и случайные погрешности измерений, тем больше Т. и.

ТРАЕКТО́РИЯ — кривая, к-рую описывает радиус-вектор $r(t)$ координат тела с течением времени (рис. 1). Понятие «Т.» тесно связано с понятиями «материальная точка» и «уравнения движения». Говорить о траектории имеет смысл лишь в том случае, когда размеры тела малы по сравнению с расстоянием, к-рое оно проходит.

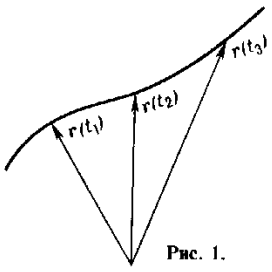


Рис. 1.

Для определения ф-ции $r(t)$ (а следовательно, и Т.) необходимо решить диффсренц. ур-ние 2-го порядка, вытекающее из 2-го закона Ньютона:

$$m\ddot{r}(t)=F, \qquad (1)$$

где m — масса тела, F — действующая на него сила.

Ур-ние (1) при заданной F определяет целое семейство траекторий. Выбор к.-л. одной из них осуществляется фиксацией нач. условий, роль к-рых обычно выполняют нач. координаты и скорость тела, $r(t)|_{t=0}=r_0$ и $\dot{r}(t)|_{t=0}=v_0$. Напр., подставляя в качестве силы F в ф-лу (1) силу всемирного тяготения,

$$F=-G\frac{M_\odot m}{r^2}n, \qquad (2)$$

где G — гравитационная постоянная, $M_\odot$ — масса Солнца, m — масса его спутника, n — единичный вектор, направленный от спутника к Солнцу, r — расстояние между ними, и, решая ур-ние (1), можно доказать [И. Ньютон (I. Newton, 1684)], что Т. движения спутника в зависимости от нач. условий является эллипсом, параболой или гиперболой.

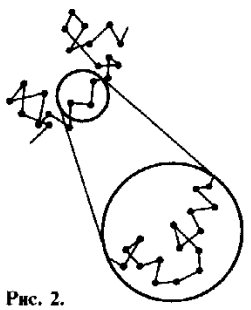
В классич. механике, если известны координаты и скорость тела в к.-л. момент времени, то Т. движения [ф-ция $r(t)$] однозначно определяется законом движения (1).

Представление о Т. движения тела как о нек-рой гладкой кривой, к-рую можно найти, решив ур-ние (1), является чисто макроскопическим. Для микроскопич. тел это не так. Из основных постулатов *термодинамики* следует, что независимо от природы действующих на тело сил среднеквадратичная флуктуация скорости тела, находящегося в термодинамическом равновесии с внеш. средой, описывается ф-лой

$$\langle\Delta v^2\rangle=\langle v^2\rangle-\langle v\rangle^2=\frac{3kT}{m}, \qquad (3)$$

где k — постоянная Больцмана, m — масса тела, T — абс. темп-ра среды, в к-рую тело помещено.

Величина $\langle\Delta v^2\rangle$ при комнатной темп-ре пренебрежимо мала для макроскопич. тел, но для отд. молекул она составляет уже неск. сотен м в секунду. Поэтому Т. движения микроскопич. тела будет представлять собой хаотическую ломаную линию, подобную изображённой на рис. 2. Это почти везде непрерывная и почти нигде недифференцируемая кривая. Она называется броуновской траекторией (см. *Броуновское движение*) и обладает тем свойством, что если увеличить любой её фрагмент, то мы увидим такую же кривую. Т., изображённая на рис. 2, является случайной, и имеет смысл говорить лишь о статистич. ансамбле таких Т. Полностью определёнными являются только средние по ансамблю величины. Напр., квадрат ср. смещения частицы $\langle x^2\rangle$ как ф-ция времени t есть [А. Эйнштейн (A. Einstein), 1905]:


Рис. 2.

$$\langle x^2\rangle=Dt, \qquad (4)$$

где D — коэф. *диффузии*.

Броуновское движение является заданным, если известна ф-ция

$$w(r_1, t_1; r_2, t_2), \qquad (5)$$

к-рая имеет смысл вероятности того, что частица, находящаяся в точке r_1 в момент времени t_1, в момент t_2 окажется в точке r_2.

В простейшем случае одномерного броуновского движения ф-ция (5) имеет вид

$$w(r_1,t_1;\,r_2,t_2)=[2\pi D(t_2-t_1)]^{-1/2}\exp\left\{-\frac{(r_1-r_2)^2}{2D(t_2-t_1)}\right\},\quad (6)$$
$$t_2>t_1.$$

Т. о., для микроскопич. тел Т. является статистич. понятием.

Для квантовых частиц понятие «Т.» утрачивает смысл. Количеств. критерием квантового движения является условие

$$h/mv\sim L,\quad (7)$$

здесь h — постоянная Планка, m — масса частицы (напр., электрона), v — характерная скорость, L — характерный размер области движения частицы.

«Увидеть» Т. движения квантовой частицы (напр., электрона в атоме) непосредственно при помощи микроскопа или попытаться «поймать» Т. к.-л. способом невозможно. С формальной точки зрения причина состоит в том, что в квантовой частице неприменимо понятие материальной точки, можно говорить лишь об амплитуде вероятности обнаружить частицу в том или ином состоянии. Как показал Гейзенберг (1927), физ. причина такого положения вещей заключается в том, что, пытаясь измерить положение частицы, мы неизбежно воздействуем на неё, причём это воздействие не может быть меньше постоянной Планка. Следовательно, в квантовом, случае [когда выполнено условие (7)] представление о Т. как о геом. месте точек, в каждой из к-рых частицы имеют определ. скорость, физически бессмысленно.

Несмотря на это, в 1947 Т. «вернулась» в квантовую механику благодаря остроумному формализму интегрирования по траекториям, разработанному Р. Фейнманом (R. P. Feynman), и, т. о., легла в основу его интерпретации *квантовой механики* (см. *Фейнмана представление* в квантовой механике).

Оказывается, амплитуда перехода квантовой частицы из точки r_1,t_1 в точку r_2,t_2 можно записать в виде

$$G(r_2,t_2;\,r_1,t_1)=\int\limits_{x(t_1)=r_1}^{x(t_2)=r_2}\exp\left\{\frac{i}{\hbar}S[x(t)]\right\}D[x(t)].\quad (8)$$

Здесь $S[x(t)]$ — *действие* классической частицы, движущейся по Т. $x(t)$, символ

$$\int\limits_{x(t_1)=r_1}^{x(t_2)=r_2}\ldots D[x(t)]\quad (9)$$

означает, что необходимо просуммировать величину по всем Т., соединяющим точки r_1,t_1 и r_2,t_2. При этом величина $\exp\{(i/\hbar)S[x(t)]\}$ имеет смысл амплитуды вероятности того, что частица попадёт из точки r_1,t_1 в точку r_2,t_2, двигаясь по Т. $x(t)$. Т. о., суммируя амплитуды вероятности переходов по всевозможным Т., мы получим амплитуду перехода G квантовой частицы (рис. 3).



Рис. 3.

Ур-ние (1) определяет экстремальную Т. в интеграле (8), к-рую называют классич. Т.

В классич. механике, к-рая описывает поведение макроскопич. тел, Т. движения является непосредственно измеряемой величиной. Для микроскопич. тел имеет смысл говорить лишь о статистическом ансамбле траекторий, поскольку для таких тел существенную роль играют термодинамич. флуктуации. И, наконец, в квантовой области представление о Т. как о наблюдаемой физ. величине не имеет смысла. И всё же Т., уже как матем. абстракция, образует основу очень красивого и плодотворного описания природы на квантовом уровне.

Лит.: Винер Н., Нелинейные задачи в теории случайных процессов, пер. с англ., М., 1961; Фейнман Р. Ф., Хибс А. Р., Квантовая механика и интегралы по траекториям, пер. с англ., М., 1968; Сивухин Д. В., Общий курс физики, 3 изд., т. 1. Механика, М., 1989.
М. А. Савров.

ТРАНЗИ́СТОР (от англ. transfer — перенос и resistor — сопротивление) — трёхэлектродный полупроводниковый прибор, способный усиливать электрич. сигналы. Изобретён Дж. Бардином (J. Bardeen), У. Браттейном (W. Brattain) и У. Шокли (W. Shockley) в 1948 (Нобелевская премия по физике, 1956).

Ныне Т. называют 2 класса приборов, различных по физ. принципам, лежащим в основе их работы, но объединённых общим свойством усиливать электрич. сигналы. За изобретением Бардина, Браттейна и Шокли утвердилось название *транзистор биполярный*. Второй класс транзисторов составляют *полевые транзисторы*. Т. обоих классов являются осн. активными элементами совр. полупроводниковой электроники и элементной базой интегральных схем.

Лит. см. при статьях *Полевой транзистор, Транзистор биполярный*.

ТРАНЗИ́СТОР БИПОЛЯ́РНЫЙ (от лат. bi — двойной, двоякий и греч. pólos — ось, полюс) — один из осн. элементов полупроводниковой электроники. Создан в 1948 Дж. Бардином (J. Bardeen), У. Браттейном (W. Brattain) и У. Шокли (W. Shockley) (Нобелевская премия по физике, 1956). Представляет собой трёхслойную полупроводниковую структуру с чередующимися слоями дырочной (p-тип) и электронной (n-тип) проводимости. Существуют Т. б.

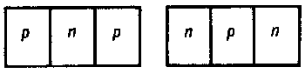


Рис. 1. Структура биполярного транзистора: *а* — транзистор $p-n-p$-типа; *б* — транзистор $n-p-n$-типа.

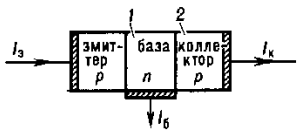


Рис. 2. Структура биполярного транзистора $p-n-p$-типа: *1* — эмиттерный $p-n$-переход; *2* — коллекторный $p-n$-переход.

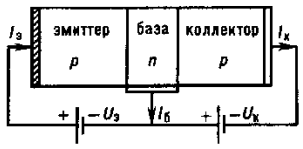


Рис. 3. Схема включения транзистора.

как $p-n-p$- (рис. 1, *а*), так и $n-p-n$-типа (рис. 1, *б*). Ср. область транзисторной структуры называют базой. На границе между базовой областью и крайними областями — эмиттером и коллектором — существуют электронно-дырочные переходы ($p-n$-*переходы*): эмиттерный и коллекторный (рис. 2). В основе работы Т. б. лежат свойства $p-n$-переходов, схема включения его в электрич. цепь показана на рис. 3. Т. б. изготовляются, как правило, на основе Si, GaAs и *гетероперехода* GaAlAs/GaAs.

Принципы работы. Обычно при работе Т. б. к эмиттерному переходу приложено напряжение в прямом направлении (+ на p-эмиттере), а к коллекторному — в обратном направлении (− на p-коллекторе). В отсутствие внеш. напряжения на границе p- и n-областей существует, как известно, потенц. барьер, мешающий дыркам переходить из p- в n-область, а электронам — из n- в p-область. Если к $p-n$-структуре приложено прямое напряжение (рис. 4, *а*), высота потенц. барьера понижается. При этом дырки из эмиттера инжектируются в базу (см. *Инжекция носителей заряда*), а электроны — из базы в эмиттер (рис. 4, *б*). В ши-

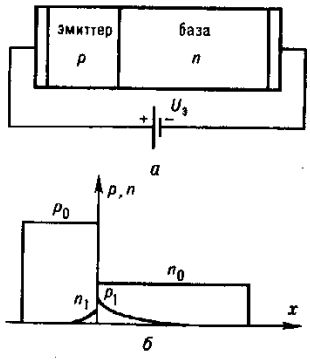


Рис. 4. Протекание тока через p—n-переход при прямом напряжении: *а* — эмиттерный p—n-переход; *б* — распределение носителей заряда при протекании прямого тока ($p_0 \approx N_a$ — равновесная концентрация дырок в p-эмиттере; $n_0 \approx N_d$ — равновесная концентрация электронов в базе; p_1 — концентрация вблизи границы дырок, инжектированных из эмиттера в базу; n_1 — концентрация электронов, инжектированных в эмиттер).

роком диапазоне токов выполняется соотношение $p_1/p_0 = n_1/n_0$, где p_1 — концентрация дырок в базе на границе с эмиттером, n_1 — концентрация электронов в эмиттере на границе с базой, p_0 — концентрация дырок в эмиттере, n_0 — концентрация электронов в базе (рис. 4, *б*). Концентрация дырок p_0 в эмиттере и концентрация электронов n_0 в базе определяются соответственно концентрациями легирующих примесей N_a и N_d (см. *Легирование полупроводников*). Эмиттер транзистора всегда легируется значительно сильнее, чем база ($N_d \ll N_a$). Поэтому в широком диапазоне токов $n_1 \ll p_1$.

Если ширина слаболегированной области (базы) значительно превышает *диффузионную длину* дырок $L_p = \sqrt{D_p \tau_p}$ (D_p — коэф. диффузии дырок, τ_p — время жизни дырок), то концентрация неравновесных (избыточных) дырок экспоненциально убывает в глубь базы: $p(x) = p_1 \exp(-x/L_p)$. Аналогично для электронов в эмиттере $n(x) = n_1 \exp(x/L_n)$, где x принимает отрицат. значения. На границе p- и n-областей полный ток, протекающий через p—n-переход, складывается из диффузионного тока дырок $j_p = eD_p(dp/dx)_{x=0}$ и диффузионного тока электронов $j_n = eD_n(dn/dx)_{x=0}$ (см. *Диффузия носителей заряда в полупроводниках*). При этом доля дырочного тока

$$\gamma_p = \frac{j_p}{j_n + j_p} = \left[1 + \frac{n_1}{p_1}\sqrt{\frac{D_n}{D_p}\frac{\tau_p}{\tau_n}}\right]^{-1}. \qquad (1)$$

Коэф. γ_p называют коэффициентом инжекции эмиттера. Электрофиз. параметры эмиттера и базы всегда выбираются такими, чтобы величина γ_p была по возможности близка к единице, даже с учётом того, что на практике часто выполняются неравенства $D_n > D_p$, $\tau_p > \tau_n$. Т. о., на границе эмиттера и базы ($x = 0$) ток в осн. является диффузионным током дырок.

Особенности протекания тока. При прямом напряжении на эмиттере через базовый электрод в базу каждую секунду входят $N = I/e$ электронов со стороны отрицат. полюса источника питания. Если коэф. инжекции эмиттера $\gamma_p = 1$ (идеальный эмиттер), то ни один электрон выйти из базы в эмиттер не может. На практике величина γ_p близка к единице, так что лишь малая доля электронов, вошедших в базу, покидает её в виде диффузионного потока электронов в эмиттер. Подавляющая часть вошедших в базу электронов исчезает в базе, рекомбинируя с дырками, инжектированными эмиттером. Это осн. свойство эмиттерного перехода, используемое при получении транзисторного эффекта — усиления по току.

Когда к p—n-переходу приложено обратное напряжение (рис. 5, *а*), высота потенц. барьера на границе p—n-перехода повышается. При этом ни дырки из коллектора в базу, ни электроны из базы в коллектор переходить не могут. Через коллекторный переход течёт относительно небольшой ток, складывающийся из двух компонентов. Первый компонент — ток электронов и дырок, возникающих вследствие теплового возбуждения в области объёмного заряда коллекторного перехода. Природа второго компонента представляет с точки зрения принципа работы Т. б. наибольший интерес. Электрич. поле, существующее внутри p—n-перехода, направлено так, что электрон, попавший в область перехода, выталкивается в n-область, а дырка — в p-область. Однако для неосновных носителей (дырок в n-области и электронов в p-области) поле в переходе, очевидно, направлено так, что оно способствует переходу дырок из базы в коллектор, а электронов из коллектора в базу. Любая дырка, оказавшаяся в базе на расстоянии от p—n-перехода, меньшем диффузионной длины L_p, с большой вероятностью попадает в поле p—n-перехода и выбрасывается из базы в коллектор. Такая же ситуация реализуется и для электронов в коллекторе. Поток неосновных носителей — дырок из базы и электронов из коллектора — и создаёт второй компонент тока p—n-перехода при обратном напряжении — т. н. диффузионный компонент. По обе стороны от коллекторного p—n-перехода при обратном напряжении возникают области, обеднённые неосновными носителями. В базе длина этой области равна диффузионной длине дырок L_p, в эмиттере — равна диффузионной длине электронов L_n (рис. 5, *б*).

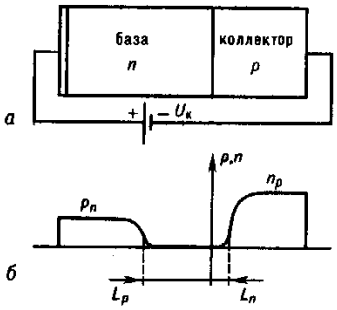


Рис. 5. Протекание тока через p—n-переход при обратном напряжении: *а* — коллекторный p—n-переход; *б* — распределение неосновных носителей заряда в базовой и коллекторной области перехода (p_n — равновесная концентрация дырок в базе; n_p — равновесная концентрация электронов в коллекторе).

Осн. свойство коллекторного p—n-перехода, используемое при получении транзисторного эффекта, состоит в том, что любая дырка, возникающая в n-базе на расстоянии, меньшем, чем диффузионная длина L_p, с высокой вероятностью попадает в поле перехода и увлекается в коллектор.

Для реализации эффекта усиления по току транзисторная структура (рис. 3) изготовляется так, чтобы расстояние между эмиттерным и коллекторным p—n-переходами, т. е. ширина базы W, было бы значительно меньше диффузионной длины дырок L_p в базе.

Если в базе транзистора протекает ток $I_б$, то в базовую область каждую секунду входят $N_e = I_б/e$ электронов. Ни в эмиттер, ни в коллектор электроны из базы практически уйти не могут. Следовательно, в стационарном состоянии все N_e электронов должны рекомбинировать в базе. В диоде с длинной базой и с коэф. инжекции дырок p—n-перехода $\gamma_p = 1$ для того, чтобы обеспечить рекомбинацию N_e электронов, из эмиттера должно инжектироваться $N_h \approx N_e$ дырок. Если же p—n-переход обладает коэф. инжекции $\gamma_p < 1$, то для обеспечения рекомбинации электронов в базе должно ежесекундно инжектироваться $N_h = \gamma_p N_e$ дырок. Однако в транзисторе с шириной базы $W < L_p$ каждая дырка, инжектированная из эмиттера в базу, оказывается от коллектора на расстоянии, меньшем L_p. Поэтому она, не успев прорекомбинировать с электроном, с высокой вероятностью попадает в поле коллекторного перехода и выбрасывается в коллектор. Долю дырок α, проходящих без рекомбинации из эмиттера в коллектор, называют коэффициентом переноса. Естественно, эта доля тем больше, чем меньше отношение W/L_p. Во многих практически важных случаях можно считать, что $\alpha \approx 1 - W^2/2L_p^2$. В зависимости от типа и назначения Т. б. отношение W/L_p лежит обычно в пределах от 0,5 до 0,05, а величина α составляет от 0,9 до 0,999. Т. о., в транзисторной структуре подавляющая часть инжектированных эмиттером дырок проходит в коллектор, не прорекомбинировав с электронами в базе.

Доля дырок, инжектированных эмиттером, идущих на рекомбинацию с поступающими в базу электронами, равна, очевидно, $(1 - \alpha)$. Чтобы обеспечить рекомбинацию

всех электронов, входящих в базу, должно выполняться равенство

$$I_э \approx \frac{I_б}{1-\alpha}. \qquad (2)$$

Т. о., протекание тока $I_б$ в цепи базы определяет протекание в эмиттерной и коллекторной цепи Т. б. токов $I_э$ и $I_к \approx \approx \alpha I_б/(1-\alpha)$, во много раз больших, чем $I_б$.

Основные параметры. Осн. характеристики Т. б.— коэф. усиления по току и предельная рабочая частота. Коэф. усиления Т. б. по току $\beta = 1/(1-\alpha)$ определяется гл. обр. отношением W/L_p. Для уменьшения толщины базы W технол. ограничений почти не существует. Совр. методы *эпитаксии* позволяют изготовлять полупроводниковые моноатомные слои. Однако уменьшению толщины W и, следовательно, увеличению β препятствуют физ. ограничения.

На границах областей эмиттер — база и база — коллектор существуют области объёмного заряда (ООЗ). Для нормальной работы транзистора необходимо, чтобы протяжённость этих областей была существенно меньше W. Грубую оценку мин. значения W можно получить, приняв, что величина W должна быть много больше ширины ООЗ на границе эмиттер — база при нулевом смещении на эмиттерном переходе. Уровень легирования эмиттера значительно превышает уровень легирования базы. Поэтому практически вся ООЗ на эмиттерном переходе лежит в базовой области. Её ширина

$$W_n = (2\varepsilon\varepsilon_0 V_d / eN_d)^{1/2}. \qquad (3)$$

Диффузионная разность потенциалов V_d может быть оценена как $V_d \approx \mathscr{E}_g/e$, где $\mathscr{E}_g$ — ширина запрещённой зоны полупроводника. Для Si $\mathscr{E}_g \approx 1{,}1$ эВ, для GaAs $\mathscr{E}_g \approx 1{,}4$ эВ, т. о., $V_d \approx 1$ В.

Величина N_d практически не может быть больше $5 \cdot 10^{17}$ см$^{-3}$. Уровень легирования эмиттера $N_a \gg N_d$. Однако при $N_a \gtrsim 10^{19}$ см$^{-3}$ время жизни носителей становится очень малым. При малом τ_n коэф. инжекции γ_p уменьшается [см. (1)]. Снижение γ_p, в свою очередь, вызывает уменьшение β.

При $N_d \approx 10^{17}$ см$^{-3}$ и $V_d \approx 1$ В величина $W_n \approx 0{,}1$ мкм, что требует ширины базы $W \gtrsim 0{,}5$ мкм. Такой величине W соответствует значение $\beta \approx 100 \div 200$.

Коэф. усиления по току Т. б. составляет обычно неск. десятков, в нек-рых Т. б.— неск. сотен. В Т. б., для изготовления к-рых используются различные гетероструктуры, коэф. усиления достигает неск. тысяч.

Быстродействие Т. б. принято характеризовать граничной частотой $f_т$, при к-рой коэф. усиления по току уменьшается до $\beta = 1$.

Физ. ограничение величины $f_т$ связано со временем переноса носителей через базу τ: $f_т \approx 1/2\pi\tau$. При чисто диффузионном механизме переноса носителей в базе $\tau \approx W^2/D_p$. Величина τ может быть несколько уменьшена, если создать в базе электрич. поле, ускоряющее прохождение носителей от эмиттера к коллектору (т. н. тянущее поле). Такое поле создаётся в диффузионно-дрейфовых Т. б. неоднородным легированием базы. Величина τ при этом может быть уменьшена приблизительно в 2 раза. Т. о., осн. путём повышения быстродействия Т. б. является уменьшение толщины базы W.

Отметим, что уменьшение W приводит к росту входного сопротивления базы $r_б$. При этом увеличиваются постоянные времени заряда эмиттерной и коллекторной ёмкостей $C_э$ и $C_к$ через сопротивление $r_б$. Время заряда этих ёмкостей также ограничивает быстродействие Т. б. Практически граничная частота обычных Т. б. не превышает 10 ГГц.

Предельная рабочая частота гомоструктурных Т. б. составляет неск. ГГц. Предельная частота гетероструктурных Т. б. превышает 60 ГГц.

Характеристики Т. б. могут быть существенно улучшены, если в качестве эмиттера (а иногда и коллектора) использовать материал с шириной запрещённой зоны $\mathscr{E}_g$ большей, чем у материала базы. В таких гетероструктурных Т. б. чаще всего база изготавливается из GaAs, а эмиттер — из GaAlAs (гетеропереход GaAs/GaAlAs). Идея гетероструктурных Т. б. сформулирована У. Шокли в 1948, а созданы они были в кон. 70-х гг. В этих Т. б. коэф. инжекции эмиттера γ близок к единице, даже если база легирована значительно сильнее, чем эмиттер (явление суперинжекции). Это снимает рассмотренные выше ограничения на толщину базы W и уровень легирования базы N_d. Кроме того, снижением уровня легирования эмиттера может быть существенно уменьшена ёмкость эмиттера $C_э$. Созданы гетеротранзисторы с $W \lesssim 0{,}1$ мкм, $\beta \gtrsim 5000$, макс. частотой генерации $f \gtrsim 60$ ГГц и *шума коэффициентом* (в малошумящих Т. б.) ≈ 2—5 дБ.

Применение. Круг применений Т. б. условно можно разбить на 4 осн. части: Т. б. для цифровых устройств (ЦУ) и *интегральных схем* (ИС), Т. б. общего применения, СВЧ Т. б. и мощные Т. б.

Т. б., предназначенные для работы в ЦУ и ИС, должны обладать малыми габаритами, высокой скоростью и мин. энергией переключения. Элементную базу наиб. быстродействующих (время переключения ≈ 20 пс) узлов серийных ЭВМ составляют кремниевые Т. б. В качестве наиболее быстродействующих элементов серийных ИС используются *полевые транзисторы* на основе GaAs и гетероструктурные Т. б. на основе гетеропары GaAs/GaAlAs.

Осн. требование к СВЧ Т. б. состоит в достижении макс. мощности и коэф. усиления на предельно высокой частоте. СВЧ Т. б. изготавливаются в осн. из GaAs, в к-ром баллистич. эффекты, позволяющие увеличить скорость пролёта носителей через базу, выражены значительно сильнее, чем в Si. Ведутся интенсивные разработки гетероструктурных СВЧ Т. б. Предельная частота генерации СВЧ Т. б. ~ 60 ГГц.

Мощные Т. б. изготавливаются почти исключительно на основе Si, работают при напряжении коллектор — база до 1500 В и позволяют коммутировать ток ~ 10 А. Физ. особенности высоковольтных Т. б. обусловлены тем, что коллектор в высоковольтных Т. б. легирован значительно слабее базы. Благодаря этому широкая область объёмного заряда, возникающая при большом обратном напряжении, почти целиком расположена в коллекторе. На долю базы приходится лишь ничтожная часть общей ширины области объёмного заряда, что позволяет сделать базу достаточно тонкой и сочетать большие коллекторные напряжения с относительно малым временем переключения (~ 1 мкс).

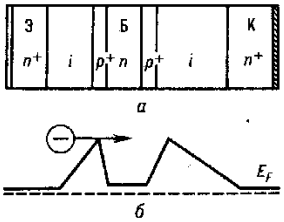


Рис. 6. Транзистор с горбообразными барьерами: *а* — структура слоев; *б* — зонная диаграмма.

Наиб. перспективными с точки зрения улучшения частотных свойств являются структуры, в к-рых сочетаются свойства Т. б. и полевых транзисторов (ПТ). Как и в ПТ, работа таких транзисторов основывается на использовании носителей заряда только одного знака, однако принцип управления в таких приборах тот же, что и в Т. б.: инжекция носителей в базу осуществляется понижением барьера на границе эмиттер — база.

Одна из наиб. перспективных разновидностей Т. б. схематически показана на рис. 6,*а*. Соответствующая зонная диаграмма приведена на рис. 6,*б*. Чередование легированных по заданному закону n- и p-областей приводит к образованию на границе эмиттер — база и база — коллектор двух горбообразных барьеров. К переходу эмиттер — база прикладывается напряжение, понижающее барьер на границе i—p^+. При этом из эмиттера в базу инжектируются электроны с большой энергией, достаточной для того,

чтобы пройти над барьером (*горячие электроны*). База структуры делается узкой ($W \lesssim 0{,}2$ мкм), так что горячие носители заряда пролетают её практически без столкновений с большой скоростью и, попадая в поле перехода коллектор — база, втягиваются коллектором. Предполагается, что такие транзисторы могут иметь граничную частоту, превышающую 300 ГГц.

Лит.: 1) Зи С. М., Физика полупроводниковых приборов, пер. с англ., кн. 1—2, М., 1984; 2) Степаненко И. П., Основы теории транзисторов и транзисторных схем, 4 изд., М., 1977; 3) Пожела Ю., Юцене В., Физика сверхбыстродействующих транзисторов, Вильнюс, 1985. *М. Е. Левинштейн, Г. С. Симин.*

ТРАНСЛЯ́ЦИЯ (от лат. translatio — передача, перенесение) — перенос объекта в пространстве параллельно самому себе на нек-рое расстояние *a* вдоль прямой, наз. осью Т.; характеризуется вектором ***a***. Если в результате Т. объект совпадает сам с собой, то Т. является операцией симметрии (трансляционная симметрия). В этом случае Т. присуща объектам, периодическим в одном, двух или трёх измерениях, примерами к-рых могут служить цепные молекулы *полимеров* и кристаллы (см. *Симметрия кристаллов*).

ТРАНСУРА́НОВЫЕ ЭЛЕМЕ́НТЫ — хим. элементы с ат. номерами $Z > 92$, расположенные в периодич. системе элементов за ураном. Т. э. испытывают радиоакт. распад. Из-за относительно малого времени жизни они не сохранились в земной коре. Возраст Земли около $5 \cdot 10^9$ лет, а период полураспада $T_{1/2}$ наиб. долгоживущих Т. э. $\sim 10^8$ лет. За время существования Земли Т. э., возникшие в процессе *нуклеосинтеза*, практически полностью распались. В природных минералах найдены лишь микроколичества ^{244}Pu ($T_{1/2} = 8 \cdot 10^7$ лет).

Первые Т. э. — *нептуний* ($Z = 93$) и *плутоний* ($Z = 94$) синтезированы Э. Макмилланом (E. M. McMillan) и Г. Сиборгом (G. Th. Seaborg) с сотрудниками в 1940 в Беркли (США) [1]. Они были получены в результате ядерной реакции при облучении мишени из U нейтронами или α-частицами. При облучении урана мощным потоком нейтронов возможна реакция последоват. захвата нейтронов. Захват нейтрона сопровождается последующим *бета-распадом* нового изотопа, что увеличивает ат. номер на единицу. В совр. реакторах этот метод позволяет получать элементы вплоть до Fm ($Z = 100$). Для элементов с $Z > 100$ он «не работает» вследствие очень малого времени жизни ^{258}Fm ($T_{1/2} = 0{,}3$ мс) [2], к-рый является звеном последоват. цепочки на пути к *менделевию* с $Z = 101$. Впервые менделевий был синтезирован в 1955 облучением *эйнштейния* ($^{253}_{99}$Es) ускоренными ионами He. В дальнейшем в реакциях с более массивными ядрами трансурановая область была значительно расширена вплоть до элемента с $Z = 112$.

Установлено, что Т. э. с Z от 93 до 103 относятся к группе *актиноидов*, к-рые по своим хим. свойствам близки к *лантаноидам* (редкоземельным элементам). Хим. свойства элемента с $Z = 104$, первого элемента т. н. трансактинидной области, подобны Hf (элемент IV группы), а элемент с $Z = 105$ является аналогом Ta (V группа) [3]. Это подтверждает фундам. закон периодичности хим. свойств элементов, открытый Д. И. Менделеевым.

Типичными каналами (модами) распада, определяющими времена жизни ядер, являются бета-распад, электронный захват, *альфа-распад* и спонтанное *деление ядер*. Для тяжёлых ядер с $Z > 102$ наиб. вероятны α-распад и спонтанное деление (открыто Г. Н. Флёровым и К. А. Петржаком в 1940) [4]. Последнее играет определяющую роль, т. к. именно этот тип распада рассматривается как гл. фактор, лимитирующий возможное число элементов.

По мере продвижения ко всё более далёким элементам в реакции синтеза оказываются вовлечёнными всё более массивные бомбардирующие частицы. Их слияние с ядрами мишени не всегда осуществляется беспрепятственно. Т. о., процессы слияния и деления ядер определяют возможности продвижения к новым элементам конца периодич. системы элементов.

Структура и стабильность ядер Т. э. Поскольку для сферич. заряженной капли отношение кулоновских и поверхностных сил определяется выражением

$$\frac{\mathscr{E}_k}{\mathscr{E}_s} = \frac{Z^2/R}{R^2} \sim \frac{Z^2/A^{1/3}}{A^{2/3}} = \frac{Z^2}{A},$$

делимость ядер в *капельной модели ядра* зависит от отношения Z^2/A (A — массовое число). С ростом этой величины барьер деления быстро понижается и при $Z^2/A \approx 50$ становится равным 0. Это определяет теоретич. предел устойчивости ядер относительно деления на два осколка. Эксперименты по делению возбуждённых ядер показали, что этот предел наступает раньше $(Z^2/A)_{кр} = 46 \pm 1$. Делимость ядра характеризуют параметром $y = (Z^2/A)/(Z^2/A)_{кр}$.

В действительности наблюдаются значит. расхождения между предсказаниями капельной модели и экспериментом. Периоды спонтанного деления ядер испытывают сильные вариации в зависимости от числа протонов Z и нейтронов N (рис. 1), что не может быть объяснено в рамках макроскопич. расчётов капельной модели ядра. Подобные резкие изменения могут быть связаны со сложной микроскопич. структурой ядер, определяемой квантовыми характеристиками системы.

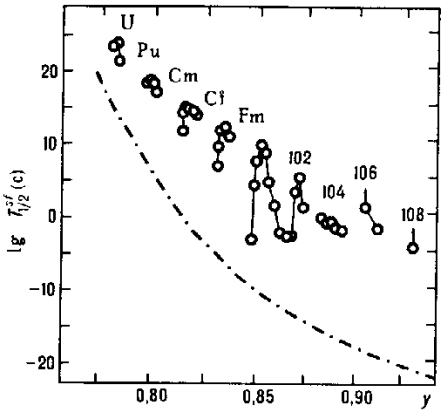


Рис. 1. Зависимость периода полураспада ядер относительно спонтанного деления $T^{sf}_{1/2}$ от параметра делимости y: штрих (пунктир) — теория (модель жидкой капли), кружки — эксперимент.

Полная энергия ядра может быть представлена в виде двух частей:

$$\mathscr{E}_{полн} = \mathscr{E}_к + \mathscr{E}_{об},$$

где $\mathscr{E}_к$ — осн. макроскопич. часть энергии ядра (для тяжёлых ядер $\mathscr{E}_к \sim 2000$ МэВ), а $\mathscr{E}_{об}$ определяет поправку (ок. неск. МэВ), обусловленную оболочечной структурой ядра. В процессе деформации ядра, предшествующей делению, изменяются и $\mathscr{E}_к$, и $\mathscr{E}_{об}$. Характер изменения полной энергии $\mathscr{E}_{полн}$ определяет конфигурацию и высоту барьера деления, а следовательно, и стабильность ядра относительно спонтанного деления. По мере увеличения Z капельная составляющая энергии деформации $\mathscr{E}^{деф}_к$ плавно уменьшается, в то время как оболочечная поправка $\mathscr{E}^{деф}_{об}$ меняется по др. закону (см. *Оболочечная модель ядра*). В ядрах Т. э. эти энергии сопоставимы по величине, вследствие чего барьер деления имеет сложную структуру, сильно отличающуюся от того, что предсказывается капельной моделью. При движении в сторону более тяжёлых элементов роль капельного члена уменьшается и стабильность ядра в значит. степени определяется его оболочечной структурой.

Действительно, капельная модель предсказывает исключительно малое время жизни для ядер $Z \geqslant 104$ ($\sim 10^{-19} - 10^{-17}$ с), в то время как известны уже 30 нуклидов с Z от 104 до 112. Их периоды спонтанного деления столь велики ($> 10^{-4}$ с), что они преим. испытывают

α-распад. Это указывает на существование у этих ядер барьера деления структурной природы, препятствующего их мгновенному распаду на 2 фрагмента. Т. н. структурная стабильность тяжёлых ядер была обнаружена в 70-х гг., когда выяснилось, что систематика периодов спонтанного деления резко меняется при переходе к ядрам с $Z \geqslant 104$.

Для $Z=104$ жидкокапельная составляющая барьера деления близка к нулю, поэтому относительно большое время жизни изотопов 104-го элемента уже практически целиком определяется структурными факторами. При движении в область более тяжёлых элементов ситуация сохранится. Поскольку структурная составляющая слабо меняется с ростом Z, можно было ожидать, что и стабильность этих ядер будет столь же высокой. Эксперимент подтвердил предсказания оболочечной модели [5]. Из этого следует, что область трансактинидных элементов может быть значительно расширена.

Сверхтяжёлые элементы. Следуя оболочечной модели, можно считать, что структура определяет форму ядра в осн. состоянии. Известно, что ядра могут быть деформированными (эллипсоидальными) и сферическими (см. *Деформированные ядра*). Наиб. сильно оболочечные эффекты проявляются для сферич. ядер, к-рые состоят из т. н. магич. чисел протонов и нейтронов: 2, 8, 20, 50, 82, 126 (см. *Магические ядра*). Ядра, у к-рых эти числа появляются дважды, наз. дважды магическими. Наиб. тяжёлым дважды магич. ядром является ^{208}Pb ($Z=82$, $N=126$). Все известные изотопы Т. э. далеки от магич. чисел и поэтому в осн. состоянии являются деформированными. Вместе с тем даже в этом случае влияние оболочечных эффектов на стабильность ядра велико. Можно ожидать, что для магич. и тем более для дважды магич. ядра влияние структуры будет проявляться в сильной степени. Вслед за ^{208}Pb, согласно предсказаниям теории, двойная магичность возникает у ядра с $Z=110$—114 и $N=184$, вокруг к-рого может существовать обширная область т. н. сверхтяжёлых элементов. Некрые из них могут быть, в принципе, синтезированы в ядерных реакциях. Вместе с тем на пути к 114 элементу находится большая область деформированных ядер, в к-рых также ожидается эффект магичности. Для ядра с $Z=108$ и $N=162$ и его соседей предсказывается сильное увеличение стабильности по отношению к спонтанному делению.

Это нашло эксперим. подтверждение при получении элементов 104, 106, 108 и 110, когда синтезировались изотопы с макс. числом нейтронов ($N \geqslant 158$).

Полученные результаты значительно повышают предсказательную силу теории о существовании сверхтяжёлых и сверхстабильных элементов.

Реакции синтеза. Для синтеза изотопов трансфермиевых элементов ($Z \geqslant 100$) используются ядерные реакции полного слияния взаимодействующих ядер (мишени $Z_м$, $A_м$ и бомбардирующей частицы Z_i, M_i), в результате чего образуется возбуждённое составное ядро ($A_с = A_м + A_i$, $Z_с = Z_м + Z_i$), к-рое затем переходит в осн. состояние путём эмиссии нейтронов и γ-квантов.

Сечение образования новых ядер в осн. состоянии может быть представлено выражением

$$\sigma_{xn}(\mathscr{E}^x) = \sigma_с(\mathscr{E}^x) P_x(\mathscr{E}^x) \sum_1^x \left(\frac{\Gamma_n}{\Gamma_{полн}} \right).$$

Здесь $\sigma_с(\mathscr{E}^x)$ — сечение образования составного ядра с энергией возбуждения $\mathscr{E}^x$; P_x — вероятность канала «сброса энергии» путём эмиссии x нейтронов; Γ_n — вероятность испускания нейтрона; $\Gamma_{полн}$ — полная вероятность распада составного ядра с энергией $\mathscr{E}^x$. Если нейтрон не может унести всю энергию возбуждения $\mathscr{E}^x$, то конкуренция между эмиссией нейтрона и др. способом девозбуждения повторяется ещё раз на 2-й ступени, затем на 3-й и т. д. до тех пор, пока энергия возбуждения конечного ядра не станет равной 0 ($\mathscr{E}^x = 0$). Поскольку осн. каналом распада тяжёлых ядер является деление ($\Gamma_{полн} \sim \Gamma_f$), то отношение (Γ_n / Γ_f) необходимо возвести в степень числа ступеней x. Для тяжёлых ядер $\Gamma_n / \Gamma_f \sim 0{,}01$.

Т. о., всё определяется числом каскадов x, к-рое связано с энергией возбуждения составного ядра. Последняя не может быть меньше нек-рой мин. величины $\mathscr{E}^x_{мин} = U_с - Q$, где кулоновский барьер, ниже к-рого ядра не сливаются, определяется соотношением

$$U_с = \frac{Z_м Z_i}{r_0 (A_м^{1/3} + A_i^{1/3})},$$

и $Q = M_с - (M_i + M_м)$ — дефект масс, связанный с перестройкой двух исходных ядер в новое моноядро, $M_с$ — его масса.

При облучении мишени ^{238}U ионами ^{20}Ne величина $\mathscr{E}^x_{мин} = 40$ МэВ. Переход ядра ^{258}102 в осн. состояние происходит испусканием 4 или 5 нейтронов, поэтому сечение образования ядра ^{254}102 в осн. состоянии составляет всего 10^{-8} от сечения образования возбуждённого составного ядра $\sigma_с$. В таких условиях, естественно, необходимо понизить энергию возбуждения составного ядра. Это может быть достигнуто выбором более асимметричных масс ядер-партнёров, с тем чтобы понизить кулоновский барьер. Напр., реакция $^{246}_{96}$Cm + ^{12}C → ^{257}102 + 3n более предпочтительна, т. к. $\mathscr{E}^x_{мин} \approx 30$ МэВ и каскад девозбуждения составляет всего 3 ступени.

Однако эти реакции имеют ограниченные возможности, т. к. элементы тяжелее Cf ($Z=98$), к-рые могут быть использованы в качестве мишени, нарабатываются в *ядерных реакторах* в очень малых кол-вах. Тем не менее ядра вплоть до $Z=106$ были впервые получены в реакциях этого типа, названных реакциями горячего слияния.

Другая возможность уменьшить энергию возбуждения составного ядра — повышение Q. Это может быть достигнуто увеличением массы бомбардирующих ионов. При этом возрастает кулоновская энергия $U_с$, но она целиком компенсируется возрастанием дефекта масс. Существ. выигрыш достигается при использовании в качестве мишени дважды магич. ядер, напр. ^{208}Pb + ^{48}Ca. Здесь в процессе слияния значит. часть энергии должна быть затрачена на перестройку «хорошо упакованных» сферич. партнёров в «рыхлую» составную систему ^{256}102. Такая реакция будет более эндотермичной ($\mathscr{E}^x_{мин} \approx 15$—18 МэВ), и переход возбуждённого ядра в осн. состояние будет сопровождаться испусканием 1 или 2 нейтронов. Сечение образования конечных ядер в реакции ^{208}Pb + ^{48}Ca возрастает на неск. порядков по сравнению с реакциями горячего слияния. Аналогичная ситуация имеет место и для более тяжёлых бомбардирующих ионов — изотопов Ti, Cr, Fe, Ni. Реакции этого типа получили назв. холодного слияния [6]. С их помощью удалось синтезировать самые тяжёлые элементы — вплоть до $Z=112$ — и исследовать большое число новых изотопов известных Т. э. [7, 8].

Однако при переходе от $Z=102$ к $Z=112$ сечение образования конечных ядер в реакциях холодного слияния уменьшается почти в 10^6 раз (рис. 2). Это означает, что и в холодном слиянии возникают ограничения на образование конечных продуктов. Они связаны в основном с процессом образования составного ядра. При использовании мишеней ^{208}Pb и ^{209}Bi продвижение по Z от 102 до 112 достигается постепенным увеличением заряда бомбардирующей частицы Z_i от 20 до 30. Соответственно возрастают силы кулоновского отталкивания в процессе слияния, в то время как силы ядерного притяжения остаются практически постоянными. В этих условиях вероятность слияния резко уменьшается, и это является основным ограничением для продвижения в область $Z \geqslant 112$.

Интересен промежуточ. вариант между горячим и холодным слиянием: более асимметрич. комбинация масс взаимодействующих ядер и, как следствие, меньшая энер-

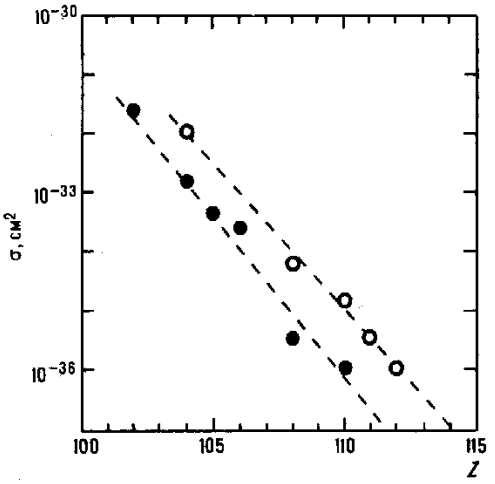


Рис. 2. Зависимость сечения образования трансурановых элементов от их атомного номера Z. Светлые и чёрные кружки — соответственно реакции холодного и горячего слияния.

гия кулоновского взаимодействия. Это требует увеличения массы ядра мишени, т. е. отхода от магич. ядер Pb или Bi. Однако между $_{83}$Bi и $_{90}$Th все известные ядра обладают малым временем жизни и приготовить из них мишень практически невозможно. Если мишенью являются изотопы Th или U, а в качестве бомбардирующих ионов использовать изотопы Ca или Ar, то образующиеся составные ядра элемента с $Z=110$ будут иметь $E^x \sim 35$ МэВ. При этом возникают все описанные выше ограничения горячего слияния. Вместе с тем кулоновские силы отталкивания во входном канале реакции будут уменьшены почти на 30%, и это, возможно, снимет нек-рые ограничения реакции холодного слияния.

Слияние ядер — сложный коллективный процесс, в к-ром ядерная система испытывает изменения формы от конфигурации двух соприкасающихся ядер до компактного моноядра. Эти изменения характеризуются сложной динамикой, в к-рой участвуют все нуклоны составного ядра. Отметим, что составная система крайне неустойчива, т. к. при энергии возбуждения ~40—50 МэВ оболочечные эффекты исчезают и барьер деления становится равным 0. Вопрос заключается в продолжительности процесса деления — успеет ли система «охладиться» (испустить нейтроны), чтобы вновь проявились оболочечные эффекты. Вероятность этого процесса весьма мала, и количеств. данные могут быть получены лишь экспериментально.

В опытах по синтезу элементов с $Z=108$ и 110 при бомбардировке мишеней из ^{238}U и ^{244}Pu ионами ^{34}S было показано, что сечение образования конечных продуктов составляет всего 2,5 и 1 пикобарн соответственно (1 пикобарн $=10^{-36}$ см^2). Эта малая, но конечная величина свидетельствует о том, что лишь 10^{-11} часть от полного сечения реакций ведёт к образованию искомых ядер (9).

Пути к острову стабильности. Для синтеза ядер сверхтяжёлых элементов необходимо выполнение ещё одного условия — получить макс. избыток нейтронов в конечном ядре. Для этих целей должны быть использованы предельные возможности реакции слияния с участием ядер, максимально обогащённых нейтронами. Такими могут быть $^{244}_{94}$Pu или $^{248}_{96}$Cm, к-рые подвергаются бомбардировке ядрами ^{48}Ca. Составные ядра с $Z=114$ и 116 будут иметь $N=178$ и 180 и энергию возбуждения ок. 30 МэВ. Это наибольшее приближение к магич. числам 114 и 184, к-рое достижимо в искусств. синтезе сверхтяжёлых ядер.

Попытки синтеза сверхтяжёлых элементов, предпринятые в 1976—86, оказались безуспешными. Чувствительность этих опытов была недостаточна, чтобы зарегистрировать распад новых ядер, образующихся с очень малым сечением. Готовятся новые эксперименты по синтезу элемента 114 с чувствительностью в тысячи раз выше, чем во всех предыдущих опытах.

Лит.: 1) Mc Millan E. [e. a.], Radioaktive element 93, «Phys. Rev.», 1940, v. 57, p. 1185; 2) Hulet E. K. [e. a.], Spontaneous-fission half-life of FM-258 and nuclear instability, «Phys. Rev. Lett.», 1971, v. 26, p. 523; 3) Звара И. [и др.], Химические свойства элемента 104, «Атом. энергия», 1966, т. 21, № 3, с. 83; 4) Петржак К.А., Флеров Г. Н., Спонтанное деление урана, «Доклады АН СССР», 1940, т. XXVIII, № 6, с. 1013; 5) Brack M. [e. a.], Funny Hills. The shell-correction approach to nuclear shell effects and applications to the fision process, «Rev. Mod. Phys.», 1972, v. 44, p. 320; 6) Oganessian Y. T., Classical and quantum mechanical aspects in heavy ion collision, «Lect. Notes Phys.», 1975, v. 33, p. 311; 7) Oganessian Y. T. [e. a.], Experimental studies of the formation and radioactive decay of isotopes with $Z=104$—109, «Radiochimica Acta», 1984, v. 37, p. 113; 8) Armbruster P., On the production of heavy elements by cold fusion the elements 106 to 109, «Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.», 1985, v. 39, p. 135; 9) Lazarev Yu. A. [e. a.], New nuclide ^{267}108 produced by the ^{238}U+^{34}S reaction, «Phys. Rev. Letters», 1995, v. 75, p. 1903.

Ю. Ц. Оганесян.

ТРАНСФОКА́ТОР — *оптическая система* с переменным фокусным расстоянием, представляющая собой сочетание телескопич. насадки с *объективом*. Механич. перемещения отд. элементов насадки Т. обеспечивают плавное изменение масштаба изображения объекта в определ. диапазоне. При этом фокусное расстояние Т. меняется, а *глубина изображаемого пространства* (глубина резкости) и *относительное отверстие* Т. остаются неизменными. Часто Т. применяется как киносъёмочный объектив для создания эффекта приближения и удаления объекта съёмки в тех случаях, когда перемещение аппарата нежелательно.

ТРАНСФОРМА́ЦИЯ ВОЛН в плазме — преобразование одного типа колебаний плазмы в другой, обусловленное неоднородностью, нестационарностью либо нелинейностью параметров плазмы (концентрации, темп-ры, внеш. магн. поля и т. п.). Т. в. обычно реализуется при выполнении нек-рых условий резонанса.

Различают линейную и нелинейную Т. в. Линейная Т. в. происходит в результате линейного взаимодействия нормальных колебаний, возникающего вследствие неоднородности или нестационарности параметров плазмы. В англ. литературе линейная Т. в. в плазме наз. mode conversion. Нелинейная Т. в. в плазме происходит в результате их взаимодействия с неоднородностями, связанными с флуктуац. колебаниями плазмы или с *турбулентностью*, т. е. с нелинейностью параметров плазмы. Темп нелинейной Т. в. пропорц. интенсивности флуктуаций (турбулентности) и аномально возрастает в случае неустойчивого состояния плазмы.

Линейная Т. в. в неоднородной стационарной плазме. При линейной Т. в. в неоднородной, но стационарной плазме взаимодействуют нормальные колебания, имеющие одну пост. частоту ω, но различные по величине и направлению волновые векторы $\boldsymbol{k}_j(\boldsymbol{r}, \omega)$. Коэф. связи нормальных колебаний пропорц. градиентам параметров плазмы.

Выделяют два качественно различных случая линейной Т. в. в неоднородной плазме, к-рые соответствуют пределам слабой и сильной неоднородности плазмы. При слабой неоднородности плазмы её параметры на характерной длине волны колебаний λ меняются мало, а распространение волн описывается квазиклассич. приближением, причём динамика волновых векторов определяется *Гамильтона уравнениями*:

$$d\boldsymbol{k}/dt = -\partial\omega/\partial\boldsymbol{r},\ d\boldsymbol{r}/dt = \partial\omega/\partial\boldsymbol{k}.$$

При сильной неоднородности плазмы параметры меняются значительно на длине взаимодействующих колебаний, т. е. размер неоднородности мал по сравнению с λ. В этом случае линейная Т. в. описывается приближением тонкого переходного слоя или с использованием разрыва параметров плазмы.

Линейная Т. в. при слабой неоднородности плазмы. В квазиклассич. случае волновое поле в осн. части объёма плазмы представляется линейной суперпозицией невзаимодействующих нормальных колебаний. Однако в нек-рых областях плазмы при сближении или совпадении длин волн разл. нормальных колебаний может выполняться условие резонанса $k_i \simeq k_j$, приводящее к росту амплитуды колебаний и линейной Т. в. Различают 3 типа линейной Т. в. в слабонеоднородной плазме. Их можно рассмотреть на примере линейного взаимодействия двух видов нормальных колебаний с волновыми векторами $k_1(x)$, $k_2(x)$, к-рое, в частности, соответствует трансформации обыкновенной и необыкновенной волн на частотах $\omega \sim \omega_{pe}$ в магнитоактивной плазме.

Трансформация I типа. Если фазовые скорости волн одного порядка, а область линейной трансформации прозрачна для взаимодействующих волн, то в этой области при резонансе $k_1 \simeq k_2$ имеет место след. соотношение:

$$k_1(x) - k_2(x) = k_0\left((x/L)^2 + \alpha^2\right)^{1/2},$$

где L — длина неоднородности, причём $k_0 L \gg 1$ и $\alpha \ll 1$ — пропорц. коэф. связи колебаний и характеризует их макс. сближение. Пространств. эволюция амплитуд волн в области линейной Т. в. определяется канонич. ур-нием:

$$\psi_{\xi\xi} + i\xi\psi_\xi + \nu\psi = 0. \qquad (1)$$

Здесь $\xi = x/l$, $\nu = k_0 L\alpha^2/2$ — параметр эффективности линейной Т. в.; $l = (2L/k_0)^{1/2}$ — характерный размер области Т. в., малый по сравнению с длиной неоднородности L. Сохранение суммарного потока энергии взаимодействующих волн обеспечивается след. интегралом ур-ния (1):

$$|\psi_\xi|^2 + \nu|\psi|^2 = \text{const}.$$

Коэф. линейной Т. в., определяемый отношением компонент потока энергии волн вдоль направления неоднородности, равен $T_{12} = T_{21} = \exp(-2\pi\nu)$.

Если $\alpha^2 < 0$, компоненты групповых скоростей волн вдоль направления неоднородности антипараллельны, а в области Т. в. имеется слой непрозрачности $|x| < L|\alpha|$. Падающая на область Т. в. волна, напр. типа 1, преобразуется в отражённую волну типа 2, а также частично просачивается через слой непрозрачности, называемый обычно волновым барьером. Коэф. трансформации в отражённую волну равен

$$R_{12} = R_{21} = 1 - \exp(-2\pi|\nu|).$$

Трансформация II типа. При взаимодействии быстрой эл.-магн. волны, наз. также модой холодной плазмы, с медленной плазменной волной, фазовая скорость к-рой существенно зависит от темп-ры плазменных электронов T_e, происходит резонансный *нагрев плазмы*. В окрестности слоя плазменного резонанса, где $\omega_{pe}(r) \approx \omega$, энергия эл.-магн. волны перекачивается в тепловую энергию электронов. В магнитоактивной плазме возможна линейная Т. в. вблизи слоёв гибридного резонанса (см. *Взаимодействие волн в плазме*). При этом если эл.-магн. волны распространяются вдоль градиента концентрации, то Т. в. оказывается стопроцентной, а Т. в. при распространении, наклонном к градиенту концентрации, не является полной.

Трансформация III типа. В слабонеоднородной магнитоактивной плазме возможно пересечение ветвей нормальных колебаний вида

$$k_1 - k_2 = k_0(x/L)^{1/2}.$$

В этом случае слева от точки пересечения ветвей колебаний ($x = 0$) расположен волновой барьер, в глубине к-рого волны затухают, а справа — область распространения, причём компоненты групповых скоростей взаимодействующих колебаний в направлении неоднородности антипараллельны. При такой структуре пересечения ветвей колебаний плазмы Т. в. стопроцентная, т. е. $R_{12} = R_{21} = 1$.

Практически на трассе прохождения волн часто имеются неск. областей линейной Т. в., а также волновые барьеры. Поэтому эффективность линейной Т. в. в др. колебания по всей трассе определяется интерференцией вкладов всех процессов.

В изотропной плоскослоистой плазме область трансформации поперечной и ленгмюровской волн ($\omega_{pe} \approx \omega$) отделена от области распространения поперечной волны волновым барьером, поэтому коэф. Т. в. не превышает 50%, а его максимум достигается при малых углах распространения поперечной волны к градиенту концентрации плазмы $\theta \backsim (c\omega/L)^{1/3}$.

Стопроцентная глобальная трансформация падающей из вакуума эл.-магн. волны в плазменную моду достигается, напр., при критич. углах падения $\sin\theta_{кр} = \pm[\omega_H/(\omega+\omega_H)]^{1/2}\sin\alpha$, где ω_H — гирочастота плазменных электронов, α — угол между внеш. магн. полем и градиентом концентрации плазмы.

В слабоионизованной неоднородной плазме возможна взаимная линейная трансформация низкочастотных эл.-магн. и магнитогидродинамич. волн (напр., альвеновских, магнитозвуковых) и колебаний нейтральной составляющей (напр., температурных, внутр. гравитац. волн). При исследовании колебаний в проводящих атмосферах звёзд эти волны наз. обычно магнитоатмосферными. Область эфф. линейной трансформации для них определяется условием $\omega L/v_a \sim 1$, где v_a — скорость магнитоактивной волны.

Линейная трансформация волн в сильнонеоднородной плазме. Плазма считается сильнонеоднородной, если её параметры существенно меняются на масштабе $d < c/\omega$ — длины волны излучения в вакууме. В пределе, когда область перехода настолько мала, что её можно считать разрывом ($d \ll c/\omega$), эфф. Т. в. реализуется только при резонансном взаимодействии колебаний в окрестности разрыва, т. е. в условиях близости фазовых скоростей волн. Напр., на резкой границе вакуум — изотропная плазма стопроцентная взаимная трансформация эл.-магн. волны в вакууме и ленгмюровской волны в плазме происходит при частоте волн

$$\omega = \omega_{pe}/(1-3\beta^2)^{1/2}$$

и почти нормальном к границе распространения падении, т. е. при угле падения

$$\theta = \arcsin\left[3\beta^2/(1+3\beta^2)\right]^{1/2},$$

где $\beta = (v_{T_e}/c) \ll 1$, v_{T_e} — тепловая скорость электронов. В общем случае для размытого разрыва толщиной $d < c/\omega$ эффективность трансформации поперечной волны в ленгмюровскую невелика и пропорциональна параметру $(\omega d/c)^2$. Однако она может быть высокой и даже стопроцентной, если в переходном слое профиль концентрации плазмы имеет точки экстремума либо перегиба, к-рые совпадают с точками резонанса плазмы $\mathrm{Re}\,\varepsilon_{xx}(\omega, x) = 0$, где $\mathrm{Re}\,\varepsilon_{xx}$ — веществ. часть компоненты ε_{xx} тензора *диэлектрической проницаемости* плазмы, неоднородной в направлении x.

Трансформация волн в двумерно-неоднородной плазме. Линейная Т. в. возможна и в случае двумерной неоднородности плазмы. Напр., известны точно решаемые модели линейной Т. в. при двумерной неоднородности концентрации плазмы, при этом возможна стопроцентная трансформация. При многомерной неоднородности плазмы в области линейной Т. в. возможно дополнительнос по сравнению с одномерной неоднородностью усиление амплитуд взаимодействующих колебаний, обусловленное сужением лучевых трубок.

Трансформация мод дискретного и непрерывного спектров. Поскольку плазма как среда имеет чётко выраженную микроструктуру в виде микроскопич. потоков заряж. частиц с тепловым разбросом по скоростям, полный набор возможных движений плазмы состоит из двух частей: мод дискретного спектра, у к-рых каждому значению волнового числа k соответствует вполне определённое значение частоты колебаний, задаваемой дисперсионным соотноше-

нием $\omega=\omega_d(k)$, и мод непрерывного спектра, у к-рых нет такой связи. Моды непрерывного спектра представляют собой возмущения ф-ции распределения частиц плазмы в виде микроскопич. модулированных потоков частиц. Для заданного значения волнового числа k отд. мода непрерывного спектра имеет частоту $\omega=kv$, где v — скорость частиц микропотока, являющаяся свободным параметром. Напр., периодическое в пространстве макроскопич. возмущение плотности плазмы δn, связанное с возбуждением мод непрерывного спектра, является суперпозицией микропотоков, каждый из к-рых обладает собств. частотой:

$$\delta n=\int dv f(v)\exp(ikvt-ikx). \qquad (3)$$

Возмущение (3) вследствие интерференции вкладов микропотоков довольно быстро затухает, хотя каждая мода непрерывного спектра является незатухающей.

Линейная трансформация мод непрерывного и дискретного спектров в неоднородной плазме происходит при выполнении условия резонанса $\omega_d=\omega=kv$, выделяющего конкретную моду непрерывного спектра (характеризуемую параметром v), и может в результате привести к просветлению барьеров непрозрачности (см. *Эхо плазменное*). Частным случаем линейной трансформации мод непрерывного и дискретного спектров является баллистическая трансформация, к-рая характеризуется двухступенчатой схемой передачи энергии мод: сначала мод дискретного спектра в моды непрерывного, а затем моды непрерывного спектра трансформируются опять в дискретные. Такая Т. в. состоит в следующем. При резонансном взаимодействии эл.-магн. волны с плазмой происходит периодич. пространств. группировка частиц, захваченных в потенц. яму волны, т. е. трансформация эл.-магн. волны в моды непрерывного спектра, связанные с захваченными частицами. Затем, набегая на барьер непрозрачности, эл.-магн. волна отражается, а сгруппированные ею захваченные частицы пролетают вперёд и возбуждают за барьером непрозрачности (при выполнении условий резонанса $k_d=\omega/v$ и фазовой когерентности) др. моду дискретного спектра. В случае бесстолкновительной слабонеоднородной плазмы с достаточно малым уровнем турбулентности исходная эл.-магн. волна может затухнуть, передав всю свою энергию захваченным частицам, эффективность баллистич. трансформации может быть порядка 100%.

Линейная Т. в. в однородной нестационарной плазме. Линейная Т. в. происходит и в однородной плазме, если её параметры, напр. концентрация, с течением времени меняются, т. к. нестационарность параметров приводит к взаимодействию нормальных колебаний. В однородной нестационарной плазме длины волн взаимодействующих нормальных колебаний одинаковы, поэтому резонансный обмен энергией имеет место при сближении либо пересечении частот нормальных колебаний $\Omega_j(t)$. Если частоты достаточно отделены друг от друга, то преобразование волн происходит при сильной нестационарности, соответствующей условию $\Omega_j\tau<1$, где τ — характерное время изменения параметров плазмы. В обратном случае $\Omega_j\tau\gg1$ линейное взаимодействие нормальных колебаний носит адиабатич. характер с экспоненциально малой эффективностью перекачки энергии. Необходимо иметь в виду, что одно нормальное колебание может представлять разные по физ. свойствам типы волн, поэтому в действительности слабая эффективность линейной трансформации нормальных колебаний может соответствовать смене типа волны. Примером служит линейная трансформация магнитозвуковых волн, распространяющихся под малым углом θ к магн. полю в однородной плазме с медленно меняющейся во времени плотностью $\rho_0(t)$. Возмущения плотности плазмы $\delta\rho$ и магн. поля δH_x подчиняются ур-ниям связанных осцилляторов:

$$\left[d^2/dt^2+k_z^2v_a^2(t)\right]\delta H_x=\theta\left(k_z^2c_s^2H_0\delta\rho/\rho_0\right),$$

$$\left[\rho_0\,d/dt\,\rho_0^{-1}\,d/dt+k_z^2c_s^2\right]\delta\rho=\theta\left(k_z^2H_0\delta H_x/4\pi\right),$$

где c_s, v_a — соответственно скорость звука и альвеновская скорость. Существенное сближение частот нормальных колебаний

$$\Omega_{1,2}^2(t)=0{,}5k_z^2\left\{c_s^2+v_a^2\pm\left[(c_s^2-v_a^2)^2+4\theta^2c_s^2v_a^2\right]^{1/2}\right\}$$

происходит при $\theta\ll1$, если альвеновская скорость, изменяясь, в нек-рый момент совпадает со звуковой. Полагая

$$v_a(t)=c_s(1+t/\tau)$$

с характерным временем нестационарности τ, получаем длительность резонансного взаимодействия нормальных колебаний $\Delta t\approx(\tau/\omega_s)^{1/2}$, $\omega_s=k_zc_s$. В данном случае линейная Т. в. относится к I типу, точки пересечения ветвей колебаний находятся в комплексной плоскости t: $t_{1,2}=\pm2i\tau\theta$. Нормальное колебание с частотой Ω_1 слева от области трансформации ($t<-2\theta\tau$) является медленным звуком $\Omega_1\simeq k_zc_s$, а справа ($t>2\theta\tau$) оно представляет быструю магнитозвуковую волну $\Omega_1\simeq k_zv_a(t)$. Для нормального колебания с частотой Ω_2 ситуация обратная. В итоге высокий кпд взаимного преобразования магнитозвуковых волн достигается при условии слабой нестационарности $\pi\omega_s\tau\theta^2\gg1$, что, однако, отвечает экспоненциально малому коэф. трансформации нормальных колебаний.

Нелинейная Т. в. в плазме. Нелинейная Т. в. обусловлена резонансным взаимодействием волн на неоднородностях плазмы, связанных с флуктуац. колебаниями либо турбулентностью. В частности, поперечная волна с частотой ω_t и волновым вектором $\boldsymbol{k}_t$ преобразуется в продольную волну с частотой ω_L и волновым вектором $\boldsymbol{k}_L$ при выполнении условий резонансного трёхволнового взаимодействия:

$$\omega_t=\omega_L+\omega_f,\ \boldsymbol{k}_t=\boldsymbol{k}_L+\boldsymbol{k}_f,$$

где ω_f, $\boldsymbol{k}_f$ — частота и волновой вектор флуктуац. колебания. Эффективность нелинейной Т. в. определяется соотношением между интенсивностью возбуждения продольной волны I_L в плазменном объёме V и плотностью потока энергии в поперечной волне $S_t=cE_t^2N(\omega_t)/8\pi$, $N(\omega)=[\varepsilon(\omega)]^{1/2}$. В изотропной однородной плазме дифференц. коэф. нелинейной трансформации поперечной волны в продольную равен

$$dT_{tL}=\frac{r_e^2\omega_t^2N(\omega_t)}{4\pi\beta_e^3\omega_t^2N(\omega_t)}\left[1+\frac{k_t^2\omega_f}{k_f^2\omega_L}\right]^2W(\omega_f,\boldsymbol{k}_f)\sin\theta d\omega_L d\theta_L.$$

Здесь r_e — классич. радиус электрона; θ — угол между векторами $\boldsymbol{k}_t$ и $\boldsymbol{k}_L$; $d\theta_L$ — элемент телесного угла в пространстве волновых векторов $\boldsymbol{k}_L$; $W(\omega,\boldsymbol{k})=\langle(\delta n_e)^2\rangle_{\omega,k}$ — спектр флуктуаций концентрации плазменных электронов; $\beta_e^2=3T_e/m_ec^2$.

Аналогично происходит в однородной изотропной плазме нелинейная трансформация продольной волны в поперечную с дифференц. коэф.

$$dT_{Lt}=\frac{r_e^2\omega_t^2N(\omega_t)}{4\pi\beta_e^2\omega_L^2N(\omega_L)}\left[1-\frac{k_f^2\omega_f}{k_f^2\omega_t}\right]^2W(\omega_f,\boldsymbol{k}_f)\sin^2\theta d\omega_t d\theta_t.$$

Поскольку спектр флуктуаций концентрации плазмы имеет максимумы на частотах $\omega_f\simeq0$, $\omega_f\simeq\pm\omega_{pe}$, в процессе нелинейной Т. в. эффективнее возбуждаются поперечные волны с частотами $\omega_t\simeq\omega_{pe}$, $\omega_t\simeq2\omega_{pe}$.

Т. в. в плазме исследуется при изучении след. проблем: нагрев плазмы волнами при преобразовании эл.-магн. излучения в плазменные моды; генерация эл.-магн. излучения; просветление волновых барьеров в приложении к проблеме связи; вывод энергии из плазмы за счёт преобразования продольных волн в поперечные на градиенте плотности плазмы; стабилизация неустойчивостей либо создание петель обратной связи в параметрич. процессах для реализации режима абс. неустойчивости; генерация сильных продольных полей для ускорения заряж. частиц и др.

Лит.: Гинзбург В. Л., Распространение электромагнитных волн в плазме, 2 изд., М., 1967; Голант В. Е., Пилия А. Д., Линейная трансформация и поглощение волн в плазме, «УФН»,

1971, т. 104, в. 3, с. 413; Ерохин Н. С., Моисеев С. С., Вопросы теории линейной и нелинейной трансформации волн в неоднородных средах, «УФН», 1973, т. 109, в. 2, с. 225; Электродинамика плазмы, М., 1974; Жугжда Ю. Д., Джалилов Н. С., Линейная трансформация магнито-акустогравитационных волн в наклонном магнитном поле, «Физика плазмы», 1983, т. 9, в. 5, с. 1006.

Н. С. Ерохин, Ю. Д. Жугжда.

ТРЕК (от англ. track — след, путь) — след, оставляемый заряж. частицей в веществе, регистрируемый т. н. *трековыми детекторами частиц*.

ТРЕ́КОВЫЕ ДЕТЕ́КТОРЫ ЧАСТИ́Ц — *детекторы* заряж. частиц и ядерных фрагментов, регистрация к-рых сопровождается появлением наблюдаемых следов (треков), повторяющих траекторию частицы или фрагмента. По этой причине Т. д. ч. часто наз. визуальными. К Т. д. ч. относят конденсационные (Вильсона и диффузионная) камеры, пузырьковую, стримерную и искровую камеры, ядерные фотоэмульсии и твердотельные плёночные детекторы. Механизмы действия Т. д. ч. разнообразны. В *Вильсона камере* и диффузионной камере — это конденсация пересыщенного пара на ионах, образованных ионизирующей частицей в газе; в *пузырьковой камере* — вскипание перегретой жидкости в точках высокого локального энерговыделения ($\gtrsim 1$ кэВ) на траектории частицы; в *стримерной камере* — появление пространственно локализованных слабосветящихся электронных лавин (стримеров) размером $\lesssim 1$ мм, к-рые вырастают в сильном импульсном электрич. поле на сгустках ионизации, созданных в газе заряж. частицей. В *искровой камере* вдоль колонки лавин (стримеров) происходит искровой пробой, так что след представляет собой яркий тонкий плазменный шнур. Треки в *ядерной фотографической эмульсии* возникают вследствие активации ионизирующей частицей микрокристаллов AgBr и образования на них при последующем проявлении зёрен металлич. серебра. В *диэлектрических детекторах* (стёкла, слюда, лексан и нек-рые др. органич. полимеры) трек образуется в результате локального разрушения структуры материала сильно ионизирующей частицей, что выявляется в процессе травления.

Регистрация следов в Т. д. ч. производится прямым фотографированием (в конденсационных, пузырьковых, искровых камерах), фотографированием с предварительным электронно-оптич. усилением изображения (в стримерных камерах); с помощью микроскопа (ядерные фотоэмульсии и плёночные детекторы).

Следы однократно заряж. релятивистских частиц в большинстве Т. д. ч. имеют характерную структуру, т. е. состоят из отд. элементов (капелек, пузырьков, светящихся лавин, или стримеров, зёрен) и их сгустков. В искровой камере всегда (а в др. детекторах при большой плотности ионизации вдоль следа) треки представляют собой сплошные, почти бесструктурные образования.

Малые размеры структурных элементов следа (ок. 1 мкм в ядерных фотоэмульсиях, 10—40 мкм в конденсационных и пузырьковых камерах, 0,05—1,0 мм в стримерных и искровых камерах) позволяют применять Т. д. ч. в качестве *координатных детекторов* (позиционно-чувствительных) для измерения пространственно-угл. характеристик траекторий частиц, а также их импульсов (по отклонению в магн. поле). Изучение же многократного «рассеяния» трека и его структуры, т. е. числа или др. характеристик распределения элементов следа или разрывов между ними, даёт возможность судить о скорости и заряде частицы. Однако осн. достоинством Т. д. ч. является наглядность и достоверность регистрации пространств. картины взаимодействия частиц, в связи с чем Т. д. ч. нередко используют в качестве т. н. «вершинных» детекторов в крупномасштабных *комбинированных системах детекторов*.

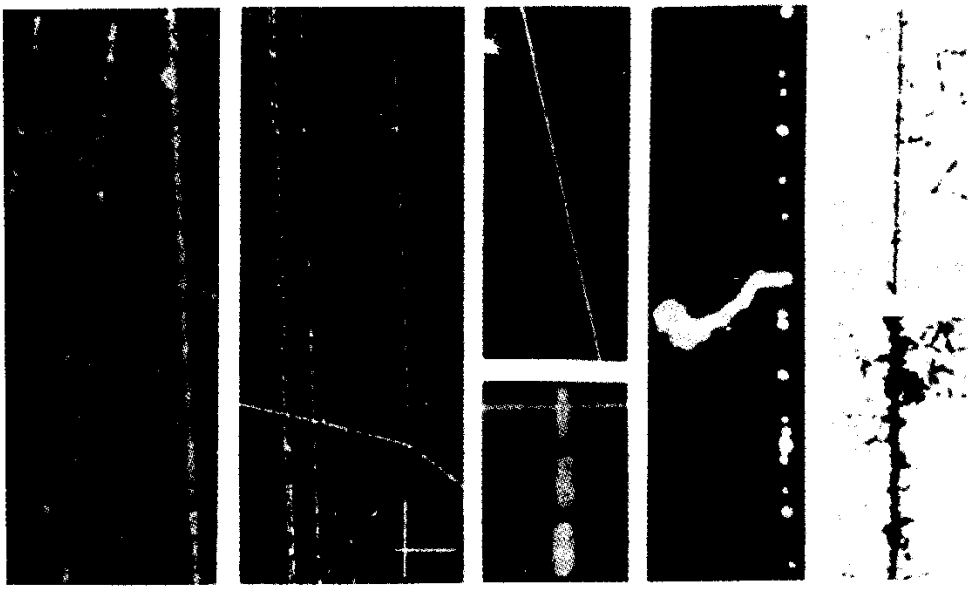
К недостаткам Т. д. ч. относятся необходимость поиска событий и сложность анализа изображения следа. Автоматизация этих процессов сопряжена с трудностями, что сдерживает скорость просмотра и обработки больших массивов данных. Благодаря компьютеризации сбора и обработки информации различие между трековыми и др. детекторами заряж. частиц, обладающими мелкоячеистой структурой (многопроволочные *пропорциональные камеры* и *дрейфовые камеры*, *сцинтилляционные детекторы на волокнах* и стриповые *полупроводниковые детекторы*), стирается из-за возможности визуализации зарегистрированных ими координат следов на экране видеодисплея.

В развитии ядерной физики, физики элементарных частиц Т. д. ч. сыграли выдающуюся роль. С их помощью были обнаружены ядерные реакции и реакции взаимодействия и распада элементарных частиц, а также открыт ряд элементарных частиц — позитрон, мюон, заряж. пионы, странные и очарованные частицы. Т. д. ч. (за исключением конденсационных камер) широко используются и в совр. ядерно-физ. экспериментах.

Лит.: Беккерман И. М., Невидимое оставляет след, 2 изд., М., 1970; Fabian C., Fisher H., Particle detectors, «Repts Progr. Phys.», 1980, v. 43, p. 1003; Leo W. R., Techniques for nuclear and particle physics experiments: a how — to approach, B.— [a. o.], 1987; Будагов Ю. А., Мерзон Г. И., Ситар Б., Чечин В. А., Ионизационные измерения в физике высоких энергий, М., 1988; Sitar B., Merson G. I., Chechin V. A., Budagov Yu. A., Ionization measurements in high-energy physics, B.— [a. o.], 1993.

Г. И. Мерзон.

ТРЕ́НИЕ ВНЕ́ШНЕЕ — механич. сопротивление, возникающее в плоскости касания двух соприкасающихся тел при их относит. перемещении. Сила сопротивления F, направленная противоположно относит. перемещению тел,



Фотографии следов быстрых заряженных частиц в трековых детекторах: *а* — камера Вильсона; *б* — пузырьковая камера; *в* — искровая камера; *г* — стримерная камера; *д* — ядерная фотоэмульсия.

наз. силой трения. Т. в.— диссипативный процесс, сопровождающийся выделением тепла, электризацией тел, их разрушением и др. [2].

Различают Т. в. скольжения и Т. в. качения. Характеристика первого — коэф. Т. в. скольжения f_c — безразмерная величина, равная отношению силы Т. в. к нормальной силе, прижимающей тела друг к другу; характеристика второго — коэф. Т. в. качения $f_к$, представляет собой отношение момента Т. в. качения к нормальной силе (имеет размерность длины). Для характеристики данной пары Т. в. необходимо указать внеш. условия (нагрузку, скорость, шероховатость, темп-ру, смазку), к-рые влияют на величину Т. в. не меньше, чем природа трущихся тел.

Трение скольжения. Если внеш. тангенциальная сила, лежащая в плоскости соприкосновения двух тел, недостаточна для скольжения одного тела по поверхности другого, то возникающая при этом сила сопротивления движению наз. неполной силой Т. в.; она вызвана малыми (~микрометров) частично обратимыми перемещениями в зоне контакта, величина к-рых пропорц. приложенной силе и изменяется с увеличением последней от 0 до нек-рого макс. значения, наз. силой трения покоя (или предельной силой трения). Любое превышение внеш. силы над силой Т. покоя вызывает скольжение тела. При этом имеют место необратимые относит. перемещения, величина к-рых не зависит от тангенциальной силы. Действующая на тело сила сопротивления движению относится к разряду неконсервативных сил.

Вследствие волнистости и шероховатости каждой из поверхностей касание двух твёрдых тел происходит в дискретных областях, т. н. пятнах касания [3]. Пятна касания — это элементарные площадки контакта, возникающие в результате упругих или пластич. деформаций неровностей поверхности соприкасающихся тел. Размеры пятен касания зависят от свойств контактирующих тел и условий нагружения и колеблются в пределах от 1 до 50 мкм. На пятнах касания возникают силы сцепления двух тел (адгезия, хим. связи, взаимная диффузия и др.), т. е. образуются т. н. мостики [4].

При скольжении тел пятна касания мигрируют по поверхности тел. Этот процесс сопровождается объёмным деформированием тонких приповерхностных слоёв. При этом расходуется определ. работа по преодолению сил сцепления на пятнах касания (разрушение мостиков) и на образование новых очагов сцепления. Каждое пятно касания, т. н. фрикционная связь, существует лишь ограниченное время. Продолжительность жизни фрикционной связи — важная характеристика, т. к. определяет темп-ру, развивающуюся при Т. в., износостойкость и др. Т. о., процесс Т. в. представляет собой объёмное деформирование весьма тонких приповерхностных слоёв каждого из тел, изменяющих свои свойства под влиянием окружающей среды [8], сопровождающееся разрушением мостиков между трущимися поверхностями. Объём слоя, втянутого в деформацию, тем больше, чем прочнее фрикционные связи.

В зависимости от характера объёмного деформирования приповерхностного слоя различают Т. в. при упругом и пластич. контакте. С др. стороны, в зависимости от соотношения прочности на срез мостика и прочности нижележащих слоёв материала различают адгезионный сдвиг (разрушение мостика по границе его образования) и когезионный сдвиг (разрушение мостика на нек-рой глубине). Тот или иной вид Т. в. зависит от относит. глубины внедрения отд. неровностей и тангенциальной прочности мостика.

При определ. условиях Т. в. переходит во внутр. трение, при к-ром в зоне контакта нет скачка скорости при переходе от одного тела к другому. Для жёсткого сферич. сегмента радиусом r, скользящего по пластически деформируемому материалу, это произойдёт, когда $h/r \geqslant (1/2)(1-2\tau/\sigma_s)$, где h — глубина внедрения; τ — сопротивление срезу мостика; σ_s — предел текучести деформируемого материала. Т. к. h зависит от нагрузки и механич. свойств материалов, то для каждой пары Т. в. существует своя предельная нагрузка, выше к-рой Т. в. нарушается. При нулевой прочности мостика (идеальная смазка) относит. внедрение h/r может достигать 1/2. При $\tau = \sigma_s/2$ внеш. Т. в. невозможно даже при нулевом внедрении. Чем меньше τ, тем с большей вероятностью осуществляется Т. в. Обязательное условие Т. в.— соблюдение правила градиента механич. прочности, согласно к-рому материал должен повышать свою прочность вглубь от зоны контакта. Это осуществляется нанесением разл. защитных плёнок, имеющих малое τ, или смазочных материалов, пластифицирующих тонкие поверхностные слои (эффект Ребиндера) [8], а также размягчением тонкого приповерхностного слоя за счёт теплоты Т. в. В глубоком вакууме Т. в. реализуется с трудом, из-за того что поверхности тел свободны от плёнок и мостики образуются между самими трущимися материалами.

Сила Т. в. определяется двумя группами факторов, как зависящими от нормальной нагрузки P, так и не зависящими от неё. Чаще всего она подчиняется биномиальному соотношению вида $F = A + BP^{\chi}$, откуда при $A \neq 0$ и $\chi = 1$ получается закон Кулона, а при $A = 0$ и $\chi = 1$ — закон Амонтона. Применяя разл. расчётные модели, получают зависимость силы Т. в. от нагрузки, шероховатости, механич. свойств, прочности мостиков. Напр., для модели шероховатой поверхности в виде системы жёстких сферич. сегментов одинакового радиуса r, вершины к-рых нек-рым образом распределены по высоте (в предположении, что тангенциальная прочность мостиков определяется выражением $\tau = \tau_0 + \beta P_r$, где τ_0 — прочность мостика на срез при отсутствии сжимающей нагрузки, P_r — фактич. давление на контакте, β — коэф. упрочнения мостика), зависимость коэф. Т. в. от относит. внедрения имеет вид [3]:

$$f_c = \tau_0/P_r + 0{,}9\,\beta + 0{,}55\,\nu\,(\nu-1)\,K_1\sqrt{h_к/r}, \qquad (*)$$

где K_1 — постоянный коэф.; $h_к$ — глубина внедрения при движении (может быть выражена как ф-ция нагрузки, шероховатости, механич. свойств материалов). Для принятой модели при пластич. контакте $h_к = h_{макс}(2P_c/bP_r)^{1/\nu}$, где $h_{макс}$ — макс. высота неровности, P_c — контурное давление, P_r обычно принимают равным твёрдости деформируемого материала [3], b и ν — характеристики шероховатости поверхности. Первые два члена ф-лы (*) учитывают поверхностные свойства материалов (молекулярная составляющая f_c), последний — объёмные (механич. составляющая f_c). Т. к. обычно $\nu = 3$, то f_c будет возрастать при увеличении P_c в степени 1/6, т. е. практически оставаться неизменным при увеличении нагрузки. Уровень f_c будет зависеть от значения τ_0 и β. С увеличением P_r, практически равным твёрдости, f_c будет уменьшаться. При упругом контакте, когда $0 \leqslant P_r \leqslant c\,\sigma_s$ (где c — коэф., зависящий от формы внедряющейся шероховатости и упрочнения деформируемого материала), можно ограничиться лишь первыми двумя членами ф-лы (*). При этом f_c будет уменьшаться при увеличении нагрузки, поскольку P_r будет возрастать. При увеличении нагрузки P контакт переходит из упругого в пластич. состояние в нек-рой точке A (рис.), ордината к-рой делит поле графика на зону Кулона (слева) и зону Амонтона (справа). Наиб. трудной задачей теории является расчёт τ [1].

Значит. напряжения и деформации, возникающие на единичных фрикционных связях, приводят к проявлению релаксац. свойств материалов. Поэтому чем больше время неподвижного контакта, тем больше взаимное внедрение контактирующих неровностей и соответственно больше сила Т. в. [2]. Увеличение скорости приложения сдвигающей силы приводит также к росту силы Т. в.



Выделяющаяся при Т. в. теплота способствует протеканию ряда процессов, свя-

занных со структурными превращениями поверхностных слоёв, процессами избирательной диффузии и др. [6]. При скоростях скольжения 10—100 м/с темп-ра поверхности может быть 100—1000 °С. Высокая темп-ра поверхности Т. в. достигается почти мгновенно, она пропорц. скорости скольжения, давлению (обычно равному твёрдости) и обратно пропорц. температуропроводности [7]. Проявление релаксац. свойств материалов при малых скоростях скольжения (до 1 м/с) и снижение механич. свойств за счёт нагрева при больших скоростях скольжения приводят к переходу коэф. Т. в. через максимум при увеличении скорости скольжения [5]. Для хрупких теплостойких материалов эта закономерность слабо выражена. Вследствие зависимости f_c от продолжительности неподвижного контакта и скорости скольжения возникают механич. релаксац. колебания при Т. в.

Потребности новой техники, где имеют место высокоскоростные и высокотемпературные режимы, привели к широкому применению разл. смазочных материалов (как жидких, так и твёрдых) и созданию спец. самосмазывающихся материалов.

Трение качения — важная разновидность Т. в., широко используемая в технике вследствие ничтожных значений силы Т. в. качения по сравнению с Т. в. скольжения. Причины Т. в. качения: потери на упругий гистерезис, связанный со сжатием под нагрузкой катящегося тела и материала основания; работа, затрачиваемая на передеформирование материала в результате формирования валика перед катящимся телом; преодоление мостиков сцепления. При достаточно протяжённых размерах площадки касания в зоне контакта возникает проскальзывание, приводящее к уже рассмотренному выше Т. в. скольжения, т. к., согласно Рейнольдсу, материал катящегося тела в зоне касания сжат, а материал основания растянут. Для расчёта коэф. сопротивления перекатыванию можно пользоваться ф-лой $f_к = FR^x/P^y$, где R — радиус катка. В зависимости от выбранной модели величины x и y принимают разл. значения, а $f_к$ выражается в зависимости от геом. характеристик и свойств материалов. При больших скоростях качения, сопоставимых со скоростью распространения деформации в теле, сопротивление перекатыванию резко увеличивается и тогда выгоднее переходить к Т. в. скольжения.

Лит.: 1) Ахматов А. С., Молекулярная физика граничного трения, М., 1963; 2) Дерягин Б. В., Что такое трение?, 2 изд., М., 1963; 3) Крагельский И. В., Добычин М. Н., Комбалов В. С., Основы расчетов на трение и износ, М., 1977; 4) Боуден Ф. П., Тейбор Д., Трение и смазка твердых тел, пер. с англ., М., 1968; 5) Бартенев Г. М., Лаврентьев В. В., Трение и износ полимеров, Л., 1972; 6) Поверхностная прочность материалов при трении, под ред. Б. И. Костецкого, К., 1976; 7) Щедров В. С., Температура на скользящем контакте, в сб.: Трение и износ в машинах, сб. 10, М., 1955; 8) Лихтман В. И., Ребиндер П. А., Карпенко Г. В., Влияние поверхностно-активной среды на процессы деформации металлов, М., 1954.

И. В. Крагельский, М. Н. Добычин.

ТРЕ́НИЯ КОЭФФИЦИЕ́НТ — величина, характеризующая *трение внешнее*. В зависимости от вида перемещения одного тела по другому различают Т. к. скольжения и качения.

Коэф. трения скольжения f_c — отношение силы трения F к реакции N, возникающей при приложении нагрузки, прижимающей одно тело к другому и направленной по нормали к поверхности касания: $f_c = F/N$. В зависимости от величины тангенциальной силы (см. рис. к ст. *Трение внешнее*) различают коэф. неполного трения скольжения, коэф. трения покоя и коэф. трения скольжения. Все эти Т. к. могут изменяться в широких пределах в зависимости от шероховатости и волнистости поверхностей, характера плёнок, покрывающих поверхности. Для протяжённого контакта они мало изменяются с изменением нагрузки. В зависимости от величины Т. к. скольжения пары трения делят на две группы: фрикц. материалы, имеющие большой Т. к. — обычно 0,3—0,35, редко 0,5—0,6, и антифрикционные, имеющие Т. к. без смазки 0,15—0,12, при граничной смазке 0,1—0,05.

Сопротивление свободному качению твёрдого тела (напр., колеса) характеризуют коэф. трения качения $f_к$ — отношением момента M сопротивления перекатыванию к нормальной нагрузке: $f_к = M/N$. Если на колесо действуют ведущий или тормозной моменты, то коэф. сцепления ψ колеса с дорожным покрытием определяется равенством: $\psi = T_x/N$, где T_x — неполная сила трения скольжения, возникающая между катящимся колесом и дорогой. Коэф. $f_к$ и ψ существенно зависят от природы трущихся тел, характера покрывающих их плёнок и скорости качения. Обычно для металлов (сталь по стали) $f_к = 0{,}001 - 0{,}002$ см. При движении автомобиля со скоростью 80 км/ч Т. к. колёс по асфальту $f_к = 0{,}02$ см и резко возрастает с увеличением скорости. Коэф. сцепления ψ на сухом асфальте доходит у автомобильных колёс до 0,8, а при наличии плёнки воды снижается до 0,2—0,1.

И. В. Крагельский.

ТРЕ́ТИЙ ЗВУК — см. *Звук* в сверхтекучем гелии.

ТРЕ́ТЬЕ НАЧА́ЛО ТЕРМОДИНА́МИКИ (Нернста теорема) — закон термодинамики, согласно к-рому энтропия S равновесной системы стремится к конечному пределу, не зависящему от давления, плотности, др. термодинамич. параметров или *фазы*, при стремлении темп-ры к абс. нулю. Установлено экспериментально В. Нернстом (W. Nernst, 1906). Т. н. т. справедливо, напр., для всех чистых кристаллич. веществ, квантовых жидкостей и газов.

Согласно второму началу термодинамики, энтропия определяется лишь с точностью до постоянного слагаемого S_0. В 1911 М. Планк (M. Plank) предложил принять состояние при 0 К за начальное и считать, что $\lim_{T\to 0} S = 0$, т. е. $S_0 = 0$. Тогда энтропия любого состояния определяется однозначно как абсолютная энтропия. Определение Планка удобно с точки зрения квантовой механики, к-рая тогда позволяет однозначно определить значения хим. констант (константы равновесия хим. реакций), что выходит за пределы формальной термодинамики.

Нернст установил свою теорему, используя теорию хим. сродства и хим. констант (см. *Химическая термодинамика*). Хим. сродство определяется макс. работой $A = -\Delta G$, где ΔG — разность *Гиббса энергий* (ф-ций темп-ры и давления) реагирующих веществ и удовлетворяет термодинамич. соотношению

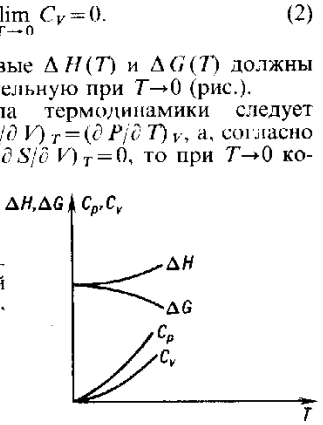
$$\Delta G = \Delta H - T\Delta S, \qquad (1)$$

где ΔH — разность *энтальпий* реагирующих веществ. Член $T\Delta S$ при низких темп-рах очень мал, особенно в реакциях с участием конденсированных фаз. На этом основано правило Бертло, согласно к-рому теплота реакций, идущих самопроизвольно, положительна. Однако когда преобладает член $T\Delta S$, это правило несправедливо и реакция может быть эндотермической. Теорема Нернста состоит в предположении, что при стремлении абс. темп-ры к нулю обращается в нуль не только $T\Delta S$, но и ΔS. Отсюда с использованием *Гиббса — Гельмгольца уравнения* следует, что обращаются в нуль теплоёмкости при пост. давлении C_P и пост. объёме C_V:

$$\lim_{T\to 0} C_P = \lim_{T\to 0} C_V = 0. \qquad (2)$$

Из Т. н. т. следует, что кривые $\Delta H(T)$ и $\Delta G(T)$ должны иметь горизонтальную касательную при $T \to 0$ (рис.).

Т. к. из второго начала термодинамики следует $(\partial S/\partial P)_T = -(\partial V/\partial T)_P$ и $(\partial S/\partial V)_T = (\partial P/\partial T)_V$, а, согласно Т. н. т., $\lim_{T\to 0}(\partial S/\partial P)_T = \lim_{T\to 0}(\partial S/\partial V)_T = 0$, то при $T \to 0$ ко-



Температурная зависимость разностей энтальпии ΔH, свободной энергии ΔG и теплоёмкостей C_P, C_V.

эф. теплового расширения $V^{-1}(\partial V/\partial T)_P$ и изохорный коэф. давления $(\partial P/\partial T)_V$ стремятся к нулю. Т. н. т. не применимо к веществам, к-рые не находятся в состоянии полного статистич. равновесия, напр. к аморфным телам (см. *Аморфное состояние*) или неупорядоченным сплавам, к-рые могут существовать и при очень низких темп-рах как «замороженные» метастабильные состояния с очень большим временем жизни. Сомнения в справедливости Т. н. т. высказывались в связи с его неприменимостью к подобным веществам. Статистич. механика квантовых систем проясняет физ. смысл теоремы Нернста. Принцип Больцмана в формулировке Планка связывает энтропию со *статистическим весом* состояния W соотношением

$$S = k \ln W. \qquad (3)$$

При $T = 0$K

$$S_0 = k \ln W_0; \qquad (4)$$

если осн. состояние невырождено, то $W_0 = 1$ и $S_0 = 0$.

Однако, как показано Х. Крамерсом (H. A. Kramers) и Х. Казимиром (H. B. Casimir), дискретность уровней лишь косвенно связана со стремлением энтропии к нулю. Даже если осн. уровень вырожден и $W_0 \gg 1$, но *термодинамический предел* $\lim_{V\to\infty} [\ln W_0/V] = 0$, то можно считать, что $S_0 = 0$.

Для макроскопич. тел квантовые уровни расположены чрезвычайно плотно и расстояние между ними стремится к нулю в термодинамич. пределе. Влияние дискретности квантовых уровней на поведение энтропии при стремлении темп-р к нулю могло бы быть обнаружено лишь при очень низких темп-рах, не достижимых экспериментально. Наблюдаемое поведение энтропии проявляется при гораздо более высоких темп-рах (когда длина волны де Бройля, соответствующая энергии ср. теплового движения частиц, становится сравнимой со ср. расстоянием между ними) и связано с явлением квантового вырождения газов и жидкостей (см. *Вырожденный газ, Вырождения температура*).

Темп-ра Θ_1 (в энергетич. единицах), при к-рой начала бы сказываться дискретность уровней, равна разности энергий первого возбуждённого уровня $\mathscr{E}_1$ и осн. уровня $\mathscr{E}_0$, т. е. $\Theta_1 = \mathscr{E}_1 - \mathscr{E}_0$, а поскольку спектр макроскопич. тел практически непрерывен, это очень низкие ненаблюдаемые темп-ры. Напр., для идеального газа из атомов с массой m в объёме $V = L^3$

$$\mathscr{E}_1 - \mathscr{E}_0 = \frac{\hbar^2}{2m} k_{\min}^2 = h^2/(2mV^{2/3}), \qquad (5)$$

где $k_{\min} = 2\pi/L$ — мин. значение волнового вектора. Для кристаллич. решётки

$$\mathscr{E}_1 - \mathscr{E}_0 = h v_s k_{\min} = h v_s / V^{1/3}, \qquad (6)$$

где v_s — скорость звука в среде.

В действительности поведение энтропии, требуемое Т. н. т., начинает проявляться при значительно более высоких темп-рах. Для идеального *бозе-газа* соответствующее поведение энтропии начинает проявляться при темп-рах порядка темп-ры вырождения:

$$\Theta_0 = \frac{\hbar^2}{m}\left(\frac{N}{V}\right)^{2/3}, \qquad (7)$$

а для идеального *ферми-газа* — при темп-рах, соответствующих макс. энергии частиц при абс. нуле темп-ры (*ферми-энергии*); величина этой темп-ры определяется тем же выражением (7), но для электронов в металле Θ_0 может быть очень большой ($\sim 10^4$ K) из-за малости их *эффективных масс*.

Для кристаллич. решёток Т. н. т. начинает проявляться при темп-рах порядка *Дебая температуры*:

$$\Theta_D = h v_s \left(\frac{6\pi^2 N}{V}\right)^{1/3}.$$

Пропорциональность темп-ры вырождения постоянной Планка показывает, что Т. н. т. связано с квантовыми свойствами системы.

В отличие от первого и второго начал термодинамики, нет общего доказательства Т. н. т. на основе статистич. механики. Для того чтобы обосновать Т. н. т. для общего случая, нужно было бы исследовать распределение собственных значений *гамильтониана* системы вблизи осн. уровня. Во всех случаях, когда ниж. часть спектра можно представить в виде идеального газа квазичастиц (ферми- или бозе-типа), Т. н. т. оказывается выполненным.

Лит.: 1) Ван-дер-Ваальс И. Д., Констамм Ф., Курс термостатики, пер. с нем., ч. 1, М., 1936, гл. 2; 2) Хаар Д., Верте-ланд Г., Элементарная термодинамика, пер. с англ., М., 1968; 3) Кубо Р., Термодинамика, пер. с англ., М., 1970; 4) Wilks J., The Third law of thermodynamics, Oxf., 1961; 5) Клейн М., Законы термодинамики, в сб.: Термодинамика необратимых процессов, пер. с англ., М., 1962; 6) Зубарев Д. Н., Неравновесная статистическая термодинамика, М., 1971, § 11; 7) Casimir H. B., Über die statistische Begründing des nernstchen Warmetheorems, «Z. Phys.», 1963, Bd 171, S. 246.

Д. Н. Зубарев.

ТРЕ́ТЬЯ КОСМИ́ЧЕСКАЯ СКО́РОСТЬ — см. *Космические скорости.*

ТРИБОЛЮМИНЕСЦЕ́НЦИЯ — *люминесценция*, возникающая при растирании, раздавливании или раскалывании кристаллич. тел. Причины Т. различны: в нек-рых случаях она объясняется возбуждением *фотолюминесценции* электрич. разрядами, происходящими при раскалывании кристаллич. тела, в др. случаях она вызывается движением *дислокаций* при деформации.

ТРИБОМЕ́ТРИЯ — система методов и средств измерения сил трения, фрикционного разогрева, износа и несущей способности трущихся тел, а также определения шероховатости, контактной деформации при разл. видах трения и изнашивания с обязательной оценкой погрешности измерений. Измерения и оценки, полученные непосредственно в процессе фрикционного взаимодействия, позволяют простыми расчётами определить величины коэф. трения, интенсивностей изнашивания, допустимых нагрузок, скоростей и темп-р (последнее особо важно при использовании смазки).

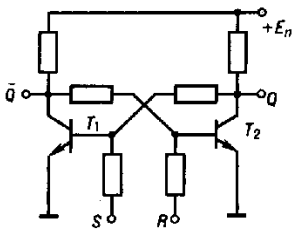
Силу трения измеряют по углу закручивания вала, по потребляемой мощности, по деформации силоизмерителя — упругого элемента (динамометра), воспринимающего нагрузку. Чаще всего используют электрич. силоизмерители, включающие в себя чувствит. элемент, преобразователь, усилитель и регистрирующий прибор. Обычно применяют тензорезисторные и индуктивные преобразователи, а также цифровые приборы. Наряду с контактными методами замера скорости и темп-ры (тахогенераторы, термопары) получают распространение бесконтактные методы (напр., фотоэлектрический и инфракрасный).

Т. реализуется, напр., с помощью универсальных машин трения, имеющих соответственно общие измерит. системы и общий привод для неск. испытат. схем. При этом производятся замеры сил трения, темп-ры, нагрузки, частоты вращения, а также автоматизированное управление экспериментом и обработкой его результатов, что позволяет с учётом стохастич. природы трения учесть виды распределения параметров, оценить их дисперсию, погрешность при определении фрикционно-износных характеристик. Это важно для сопоставления результатов испытаний, осуществляемых на разл. машинах, а особенно при сопоставлении результатов ускоренных испытаний, основанных на моделировании трения и изнашивания. Испытания, выполняемые на разл. машинах трения, проводятся, как минимум, в три этапа (т. н. рациональный цикл испытаний): определение области применения триботехн. материалов (включая смазки) по нагрузке, скорости и темп-ре (напр., получение характеристик фрикционной теплостойкости, т. е. зависимости коэф. трения и интенсивности износа от темп-ры при разл. давлениях); модельные испытания на малогабаритных образцах с учётом масштабных коэф. перехода от модели к натуре и стендовые натурные (или модельные) испытания узла трения в целом.

Лит.: Словарь-справочник по трению, износу и смазке деталей машин, 2 изд., К., 1990; Полимеры в узлах трения машин и приборов. Справочник, под ред. А. В. Чичинадзе, 2 изд., М., 1988; Браун Э. Д., Евдокимов Ю. А., Чичинадзе А. В., Моделирование трения и изнашивания в машинах, М., 1982; Крагельский И. В., Михин Н. М., Узлы трения машин, М., 1984; Акустические и электрические методы в триботехнике, Минск, 1987; Справочник по триботехнике, под ред. М. Хебды, А. В. Чичинадзе, т. 1—3, М.—Варшава, 1989—92. *Э. Д. Браун, А. В. Чичинадзе.*

ТРИ́ГГЕР — электронное устройство с двумя устойчивыми состояниями, способное скачкообразно переключаться из одного состояния в другое под действием входных сигналов. Осн. назначение Т.— запоминание двоичной информации, заключающееся в сохранении заданного состояния (1 или 0) после прекращения действия переключающего сигнала.

Эл.-механич. аналогом Т. является обычный выключатель, сохраняющий одно из двух возможных состояний (включён-выключен) и после прекращения механич. усилия, скачкообразно переводящего его в необходимое положение. Простейший Т. представляет собой 2 одинаковых усилителя-инвертора (рис.), включённых последовательно и замкнутых в кольцо цепью обратной связи (см. *Операционный усилитель*). Входы простейшего Т. обозначают буквами S и R, выходы — Q (прямой выход) и $\bar{Q}$ (инверсный выход). В любом из двух устойчивых состояний Т. уровни напряжений на его выходах различны: если в какой-то момент времени на выходе Q — напряжение высокого уровня (близкое к напряжению питания), то на $\bar{Q}$ — напряжение низкого уровня (близкое к нулю), и наоборот. Высокие и низкие уровни напряжений принято обозначать символами 1 и 0. При этом считают, что Т. находится в единичном состоянии, если $Q=1$, а $\bar{Q}=0$, и Т. находится в нулевом состоянии, если $Q=0$, а $\bar{Q}=1$. Для установки Т. в единичное состояние достаточно на вход S подавать напряжение высокого уровня. Сигнал $S=1$ открывает транзистор T_1, что приводит к резкому уменьшению напряжения на его коллекторе ($\bar{Q}=0$). Напряжение низкого уровня, поступившее с коллектора T_1 на базу T_2, закрывает второй транзистор, на коллекторе к-рого возникает напряжение высокого уровня, т. е. $Q=1$. Это напряжение по цепи обратной связи поступает на базу T_1 и поддерживает первый транзистор в открытом состоянии даже после исчезновения единичного сигнала на входе S. Схему Т. можно возвратить в нулевое состояние, если подать положит. импульс на вход R. Все процессы в Т. при этом аналогичны рассмотренным выше. Когда оба входных напряжения становятся равными нулю ($S=R=0$), то Т. остаётся в предыдущем состоянии (1 или 0), определяемом последним единичным сигналом, бывшим перед этим или на S- или на R-входе (режим хранения информации). Если же оба входных сигнала одновременно становятся большими ($S=R=1$), то открываются оба транзистора и $Q=\bar{Q}=0$. Открытое состояние транзисторов в этом случае поддерживается только входными сигналами. Поэтому, когда сигналы S и R одновременно уменьшаются до нуля, оба транзистора начнут запираться. Однако из-за естеств. неполноты симметрии схемы напряжение на коллекторе одного транзистора будет расти быстрее, чем на коллекторе другого. Более высокое коллекторное напряжение, поступая по цепи обратной связи на базу др. транзистора, будет препятствовать его запиранию. Т. о., Т. очень быстро перейдёт в устойчивое состояние, в к-ром один транзистор будет открыт, а другой заперт. Т. к. заранее предсказать, в каком устойчивом состоянии (1 или 0) окажется после этого Т., невозможно, то режим, при котором $S=R=1$, наз. запрещённым (неопределённым).



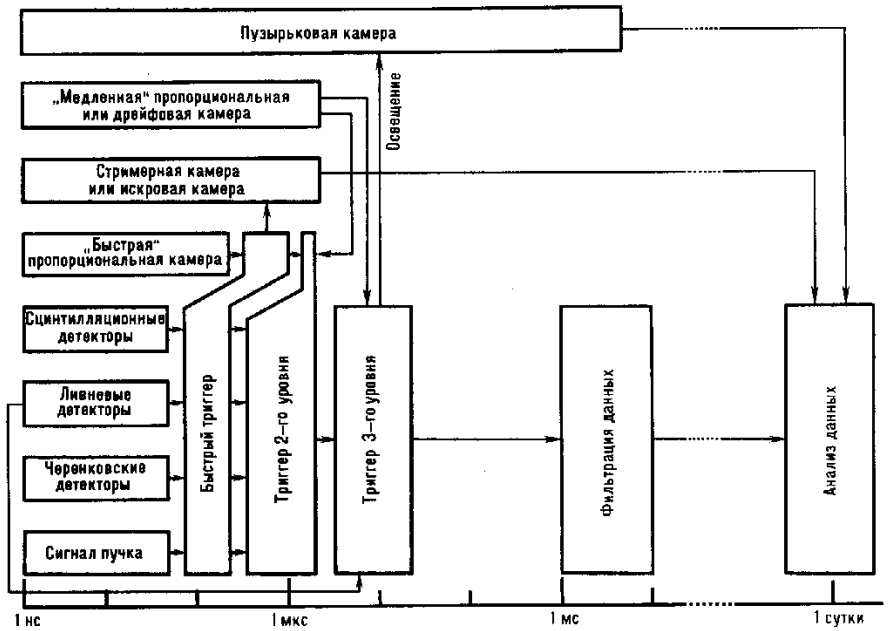
Анализ схемы на дискретных элементах (отд. транзисторах и резисторах) помогает понять работу Т. Однако ныне такие схемы используются чрезвычайно редко. В физ. приборостроении, автоматике, вычислит. технике применяются разнообразные типы Т. в интегральном исполнении (микросхемы), выполненные на базовых логич. элементах (см. *Логические схемы*).

Лит. см. при ст. *Логические схемы.* *В. С. Ямпольский.*

ТРИ́ГГЕР в экспериментальной ядерной физике и физике элементарных частиц — иерархия последовательных решений о соответствии признаков события изучаемому явлению (ядерной реакции, актам рассеяния и распада элементарных частиц и т. п.), сопровождаемых командой на регистрацию события. К числу признаков событий относятся, напр., их топология, последовательность появления во времени и величины амплитуд импульсов от детекторов частиц, факт срабатывания определ. детекторов и т. п.

Т. реализуется с помощью электронных устройств (в т. ч. цифровых процессоров), вырабатывающих управляющую команду (триггерный сигнал) на регистрацию события, удовлетворяющего заранее выбранному набору условий. Появление триггерного сигнала означает, что признаки события соответствуют изучаемому классу явлений. Т. необходим для селекции исследуемых событий при высоком уровне фона, позволяя существенно его подавить и этим уменьшить объём эксперим. данных, подлежащих дальнейшему анализу. Формирование Т. для каждого события на основе полной информации от всех элементов *комбинированной системы детекторов*, как правило, нецелесообразно, поскольку большинство фоновых процессов можно отвергнуть, исходя из сравнительно простых критериев. Поэтому оптимальным оказывается многоуровневый (иерархический) последовательно усложняющийся Т.

Временна́я диаграмма триггеров разных уровней.



Различают неск. уровней Т. соответственно времени их реализации (рис.). Быстрый Т. (претриггер, или Т. первого уровня) формируется за время $\lesssim 0{,}1$ мкс сигналами быстродействующих детекторов — сцинтилляционных и черенковских, в т. ч. ливневых детекторов, в к-рых частица полностью теряет свою энергию, образуя каскад вторичных частиц (ливень), а также сигналами, поступающими от ускорителя заряж. частиц (напр., о сбросе пучка на мишень или появлении сгустка частиц пучка и т. п.). Требования к быстродействию такого Т. (при высокой стоимости быстрой электроники) ограничивают его простыми логич. операциями типа «и», «или», «больше» («меньше»), осуществляемыми с помощью *логических схем* сложения, совпадения и антисовпадения (см. *Совпадений метод*), дискриминации (см. *Амплитудный дискриминатор*). Быстрый Т. получают, напр., формируя пучки частиц телескопом сцинтилляц. счётчиков (см. *Телескоп счётчиков*) или идентифицируя частицы в моноимпульсных пучках по массе с помощью *черенковских счётчиков*. Быстрый триггерный сигнал применяют и в качестве управляющего импульса при выработке последующих более сложных решений, в частности для стробирования время-, зарядо-, амплитудно-цифровых преобразователей (ВЦП, ЗЦП, АЦП), а также для запуска *трековых детекторов частиц* (напр., *стримерной камеры* и *искровой камеры*, где необходима временная задержка $\lesssim 1$ мкс по отношению к моменту появления события).

Т. второго уровня формируется за время до неск. мкс на основе информации, поступающей от более медленных электронных детекторов, напр. пропорциональных и *дрейфовых камер*. Здесь могут учитываться временные корреляции между сигналами, множественность вторичных частиц, результаты простейшего геом. и кинематич. анализа, к-рый выполняется с помощью быстрых специализированных процессоров, рассчитанных на фиксированные арифметич. и логич. операции.

В Т. третьего уровня с характерным временем формирования $\geqslant 10$ мкс используется информация от быстрых ВЦП, ЗЦП, АЦП, к-рая обрабатывается, как правило, с помощью программируемого микропроцессора. При этом учитываются результаты измерений в координатных и ливневых детекторах. Такой Т. применяют и для «поджига» освещения *пузырьковых камер*.

Последняя ступень перед записью данных — фильтрация событий — осуществляется с помощью программируемых микропроцессоров или мини-ЭВМ за время 10—100 мс. На этой стадии, к-рая определяет скорость накопления данных, происходит распознавание событий с учётом полной информации, поступившей от всех детекторов. В зависимости от результатов такого анализа событие либо записывается для хранения на долговременном носителе информации, либо отвергается.

Эффективность каждого уровня Т. оценивается по отношению числа событий до и после него. Для многоуровневого Т., в целом, это отношение часто достигает неск. порядков при эффективности регистрации полезных событий, близкой к 100%. Выбор числа уровней Т. зависит от эффективности каждого из них, а также от входного потока частиц, сечения и характера изучаемого процесса, уровня фона, структуры эксперим. установки. Простые эксперименты часто ограничиваются Т. первого уровня. Исследования же редких и сложных процессов, маскируемых интенсивным фоном, требуют многоуровневого Т. Для преобразования и обработки информац. сигналов, используемых при формировании Т. и передаче данных, разработана специализированная стандартная электроника (НИМ, КАМАК, ВЕКТОР, СУММА, ФАСТБАС и др.).

Лит.: Fabian C. W., Fisher H. E., Particle defectors, «Repts Progr. Phys.», 1980, v. 43, p. 1003; Franke E., Trigger and decision processors. DESY Rep. 80/109, Hamb., 1980.

Г. И. Мерзон.

ТРИКРИТИ́ЧЕСКАЯ ТО́ЧКА — точка на *диаграмме состояния*, в к-рой линия фазовых переходов 1-го рода непрерывно переходит в линию фазовых переходов 2-го рода (т. е. точка, в к-рой нарушается изоморфность *фазового перехода*); частный случай *поликритической точки*. В расширенном пространстве термодинамич. параметров состояния Т. т. соответствует пересечению трёх линий фазовых переходов 2-го рода; её существование характерно для мн. физ. систем, в к-рых есть конкурирующие взаимодействия, а также действуют обобщённые внеш. силы. См. также *Критическая точка*, *Антиферромагнетик*, *Метамагнетик*, *Магнитный фазовый переход*, *Ориентационные фазовые переходы*.

Лит. см. при ст. *Поликритическая точка.*

Ю. Г. Рудой.

ТРИПЛЕ́ТЫ (от лат. triplus — тройной) — группы близко расположенных спектральных линий, обусловленные триплетным расщеплением уровней энергии атома в результате *спин-орбитального взаимодействия* (см. *Мультиплетность*). Т. характерны для спектров атомов, имеющих два электрона во внеш. электронной оболочке.

ТРИ́ТИЙ (Tritium), T, ^{3}H — радиоакт. сверхтяжёлый радионуклид водорода с массовым числом 3. Ядро Т. состоит из одного протона и двух нейтронов и наз. *тритоном*. Т. — β-излучатель, $T_{1/2} = 12{,}35$ года.

Природный Т. образуется, напр., при бомбардировке азота нейтронами космич. лучей: $^{14}_{7}\mathrm{N} + ^{1}_{0}\mathrm{n} = ^{3}_{1}\mathrm{T} + 3^{4}_{2}\mathrm{He}$. Техногенный Т. возникает в ядерных реакторах за счёт взаимодействия ядер лития с нейтронами: $^{6}_{3}\mathrm{Li} + ^{1}_{0}\mathrm{n} = ^{3}_{1}\mathrm{T} + ^{4}_{2}\mathrm{He}$. Молекула Т. двухатомна. В обычных условиях T_2 — газ, $t_{пл} = -252{,}52$ °С, $t_{кип} = -248{,}12$ °С. В соединении с кислородом Т. образует сверхтяжёлую воду T_2O. Т. используют для получения интенсивных пучков нейтронов, образующихся в реакциях: $^3\mathrm{T}(\mathrm{d}, \mathrm{n})^4\mathrm{He}$, $^3\mathrm{T}(\mathrm{p}, \mathrm{n})^3\mathrm{He}$. Изотопный индикатор, входит в состав термоядерного горючего (см. *Термоядерные реакции*).

ТРИТО́Н — ядро тяжёлого изотопа водорода — *трития*, связанное состояние протона и 2 нейтронов. Обозначается ^{3}H или t. Является наряду с *дейтроном* и ^{3}He одной из простейших и наиб. хорошо изученных систем сильно взаимодействующих частиц. Осн. характеристики: спин I и чётность π есть $I^\pi = (1/2)^+$; *изотопический спин* $T = 1/2$; магн. момент $\mu = 2{,}978960(1)$ ядерного *магнетона*; дефект масс $\Delta M = 14{,}94991(3)$ МэВ, энергия связи $\mathscr{E}_{св} = 8{,}481855(13)$ МэВ. Т. нестабилен, распадается по схеме $^3\mathrm{H} \to {}^3\mathrm{He} + \mathrm{e}^- + \bar{\nu}$ (см. *Бета-распад*) с периодом полураспада 12,3(1) года. Зарядовый $F_c(q)$ и магн. $F_m(q)$ *формфакторы* упругого рассеяния электронов на Т. изучены в широкой области передаваемых импульсов q. Соответствующие среднеквадратичные зарядовый r_c и магнитный r_m радиусы равны $r_c = 1{,}63(3) \cdot 10^{-13}$ см, $r_m = 1{,}72(6) \cdot 10^{-13}$ см. Они определяются как коэф. перед q^2 в разложении

$$F_{c(m)}(q) = 1 - (1/6) r^2_{c(m)} q^2.$$

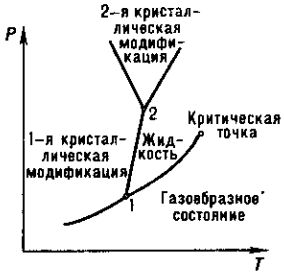
Т. можно рассматривать как нерелятивистскую систему 3 нуклонов, взаимодействующих попарно с парным потенциалом взаимодействия. Последний определяется из данных по нуклон-нуклонному рассеянию (NN) (для к-рого есть точное решение). Волновая ф-ция Т. представляет собой суперпозицию S-состояния с малой (~9%) примесью D-состояния. Расчёты дают энергию связи Т. примерно на 1 МэВ меньше её эксперим. значения. Кроме того, они не позволяют одновременно получить правильное положение минимумов эл.-магн. формфакторов и величины 2-го максимума. Эти недостатки теории связаны с вкладом релятивистских эффектов, обменных мезонных токов и др. ненуклонных (в т. ч. кварковых) степеней свободы. Вследствие этого Т., как и ядро ^{3}He, превратился в своеобразную теоретич. лабораторию по проверке разл. схем учёта релятивистских эффектов.

Лит.: Tilley D. R., Weller H. R., Hasan H. H., Energy-levels of light-nuclei, «Nucl. Phys.», 1987, v. A 474, № 1, p. 1.

В. М. Колыбасов.

ТРОЙНА́Я ТО́ЧКА — точка пересечения кривых фазового равновесия на плоской диаграмме состояния вещества, соответствующая устойчивому равновесию трёх фаз. Из *Гиббса правила фаз* следует, что химически однородное вещество (однокомпонентная система) в равновесии не может иметь больше трёх фаз. Эти три фазы (напр., твёрдая, жидкая и газообразная или, как у серы, жидкая и две

аллотропные разновидности кристаллической) могут совместно сосуществовать только при значениях темп-ры $T_т$ и давления $P_т$, определяющих на диаграмме $P—T$ координаты Т. т. (рис.). Для CO_2, напр., $T_т = 216{,}6$ К, $P_т = 5{,}16 \cdot 10^5$ Н/м^2, для Т. т. воды — основной реперной точки абс. термодинамич. *температурной шкалы* — $T_т = 273{,}16$ К. $P_т = 4{,}58$ мм рт. ст. (609 Н/м^2).



Тройные точки (1 и 2) на диаграмме состояния в координатах $P—T$ (давление — температура).

При увеличении числа компонентов системы (раствора или сплава) увеличивается и число независимых параметров, характеризующих эту систему. Так, для двухкомпонентной системы, помимо P и T, добавляется третий параметр — концентрация c. Пространственная диаграмма состояния такой системы в координатах P, T, c имеет уже не Т. т., а тройную пространственную кривую. Равновесие трёх фаз для такой системы будет изображаться точкой, если считать один из параметров (напр., P) постоянным, т. е. рассматривать плоскую диаграмму равновесия. Вообще Т. т. существуют на плоских диаграммах состояния систем с любым числом компонентов, если все параметры, определяющие состояние системы, кроме двух, приняты за постоянные.

ТРОЙНО́Е ДЕЛЕ́НИЕ Я́ДЕР — особый вид *деления ядер*, когда образование 2 осколков сопровождается вылетом лёгкой заряж. частицы. В подавляющем большинстве случаев это длиннопробежная α-частица со ср. энергией примерно в 3 раза большей, чем в случае *альфа-распада* тяжёлых ядер. Впервые Т. д. я. было обнаружено в сер. 40-х гг. с помощью *ядерных фотографических эмульсий*. В дальнейшем Т. д. я. обнаружено при спонтанном делении, делении под действием тепловых нейтронов и частиц низких энергий для ядер в области от Th до Fm.

Вероятность Т. д. я. мала и составляет десятые доли % от вероятности P обычного деления. Зависимость вероятности Т. д. я. относительно полной вероятности деления от нуклонного состава делящегося ядра приближённо описывается ф-лой $P_{тр} = 1{,}081 \cdot 10^{-7} A^{2/3} (Z^2/A - 26{,}12) \times (Z^2/A^{2/3} - 178{,}13)$. Здесь A — массовое число делящегося ядра, Z — число протонов в ядре (рис. 1).

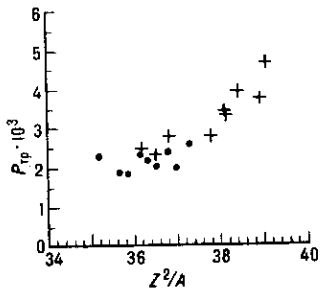


Рис. 1. Относительная вероятность образования лёгкой заряженной частицы при спонтанном делении ядер ^{244}Pu, ^{242}Pu, ^{240}Pu, ^{244}Cm, ^{242}Cm, ^{252}Cf, ^{250}Cf, ^{257}Fm, ^{256}Fm (крестики) и при делении под действием тепловых нейтронов ядер ^{229}Th, ^{231}Pa, ^{235}U, ^{233}U, ^{237}Np, ^{241}Pu, ^{239}Pu, ^{243}Am, ^{241}Am (точки).

Выделяющаяся при Т. д. я. энергия распределяется между осколками, лёгкой заряж. частицей, мгновенными нейтронами и γ-квантами. Кол-во испускаемых нейтронов и γ-квантов (в среднем) и ср. кинетич. энергия осколков при Т. д. я. меньше, чем при двойном. Ср. величина энерговыделения при Т. д. я. также меньше (напр., при спонтанном делении ^{252}Cf примерно на 4 МэВ). Наиб. вероятен вылет лёгкой частицы в направлении, перпендикулярном линии разлёта осколков. Это означает, что в угл. распределении лёгких частиц относительно линии разлёта осколков можно выделить гл. компоненту в перпендикулярном направлении (экваториальная эмиссия) и слабую компоненту в направлении разлёта осколков (полярная эмиссия). Ср. кинетич. энергия α-частиц 16 МэВ и почти не зависит от нуклонного состава делящегося ядра. Свойства кинематич. распределений осколков и лёгкой частицы при Т. д. я. указывают на то, что лёгкая частица образуется одновременно (в пределах временно́го интервала $\sim 10^{-21}$ с) с обособлением осколков на последней стадии деления. Кулоновское поле двух близко расположенных осколков действует как электростатич. линза, фокусирующая частицу в направлении, перпендикулярном линии разлёта осколков. Массовое распределение осколков при Т. д. я. близко к распределению при двойном делении с учётом поправки на массу лёгкой частицы.

При Т. д. я. образуется широкий спектр по массе и заряду лёгких частиц — от ядер водорода до ядер кислорода, а иногда и более тяжёлых частиц (рис. 2). Массовое и зарядовое распределения лёгких частиц примерно одинаковы при Т. д. я. *трансурановых элементов*, но с увеличением Z^2/A (параметр делимости) делящегося ядра относит. вероятность образования более массивных частиц возрастает. Т. д. я. является осн. источником образования *трития* в *ядерных реакторах*. При делении ядер ^{235}U под действием тепловых нейтронов одно ядро ^{3}H образуется примерно на 10^4 актов деления. Вероятность образования *зеркального ядра* ^{3}He на неск. порядков ниже и находится на уровне возможности эксперим. обнаружения.

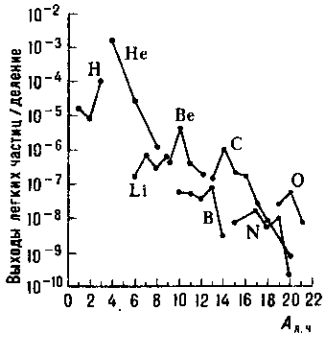


Рис. 2. Выходы лёгких заряженных частиц при делении ядра ^{235}U под действием тепловых нейтронов; $A_{л.ч.}$ — массовое число лёгкой частицы.

Теоретич. описание Т. д. я. основывается на полуклассич. *ядерных моделях*. Анализ характеристик Т. д. я. показывает, что эволюция делящегося ядра при Т. д. я. и обычном делении идёт по одному и тому же каналу, но на последней стадии происходит фрагментация перетяжки между осколками и лёгкая частица формируется из ядерного вещества, находящегося в области перекрытия осколков. Вероятность Т. д. я. определяется параметрами делящегося ядра вблизи точки разрыва и локальными свойствами ядерного вещества в области перетяжки. Осколки и лёгкая частица образуют тройную ядерную систему, динамика распада к-рой определяется действием ядерных и кулоновских сил. По характеристикам лёгкой частицы можно восстановить условия в точке разрыва. Такая обратная задача решалась с помощью моделирования движения 3 тел на основе ур-ний классич. механики со случайной выборкой нач. условий (траекторные расчёты).

Лит.: Перфилов Н. А., Романов Ю. Ф., Соловьева З. И., Деление тяжелых ядер с испусканием длиннопробежных α-частиц, «УФН», 1960, т. 71, в. 3, с. 471; Рубченя В. А., Явшиц С. Г., Тройное деление тяжелых ядер, «Природа», 1991, № 5, с. 28; Rubchenya V. A., Yavshits S. G., Dynamic treatment of ternary fission, «Z. Phys.», Sec. A, 1988, Bd 329, S. 213; Рощин А. С., Рубченя В. А., Явшиц С. Г., Траекторные расчеты тройного деления ядер, «Ядерная физика», 1994, т. 57, № 6, с. 974. *В. А. Рубченя.*

ТРОПОПА́УЗА — переходный слой от тропосферы к стратосфере толщиной от неск. сотен м до 1,5—2,0 км. Темп-ра $T_т$ и высота $z_т$ Т. зависят от географич. широты и сезона.

В тропиках $z_т \approx 16—18$ км, а $T_т \approx 180—200$ К. В высоких широтах $z_т \approx 8—10$ км, а $T_т \approx 210—220$ К. В умеренных и высоких широтах зимняя Т. ниже летней на 1—2 км и на 8—15 К теплее её. Сезонные изменения характеристик Т. в тропиках гораздо меньше. Высота и темп-ра Т. подвержены также непериодич. колебаниям: $z_т$ понижается в циклонах и над холодными воздушными массами и повышается над антициклонами и тёплыми воздушными массами. При быстрой смене синоптич. процессов суточная амплитуда $z_т$ может превышать 5 км. Поскольку внутри Т. термодинамич. устойчивость очень велика, Т. служит барьером, препятствующим вертикальному обмену воздухом и содержащимися в нём примесями (аэрозолями, парáми H_2O, O_3 и др.) между тропосферой и стратосферой. Над субтропич. струйным течением — воздушной струёй планетарного масштаба со скоростями, превышающими 30 м/с, имеется разрыв Т. шириной 1500—2000 км, сквозь к-рый тропосферный воздух попадает из тропосферы в стратосферу, обогащая её водяным паром и аэрозолями. Разрывы Т. иногда образуются также над струйными течениями умеренных широт. В слое толщиной 1—2 км под Т. происходит интенсификация турбулентности, вызывающей, в частности, болтанку самолётов.

Лит. см. при статьях *Атмосфера, Тропосфера.* *С. М. Шметер.*

ТРОПОСФЕ́РА — слой *атмосферы* от Земли до высоты $z \approx 8—10$ км в полярных и ср. широтах и до $z \approx 16—18$ км в тропиках. В Т. развиваются практически все погодообразующие процессы, происходит тепло- и влагообмен между Землёй и атмосферой, образуются облака, туманы, осадки и др. метеорологич. явления. Верх. границей Т., отделяющей её от стратосферы, служит переходный слой, наз. *тропопаузой*. В Т. содержится ок. 80% общей массы атм. воздуха. Он хорошо перемешан и на всех высотах Т. состоит в осн. из O_2 (20,95%) и N_2 (78,08%). В Т. находится преобладающее кол-во природных и техногенных аэрозольных и газовых загрязнений воздуха. Ниж. часть Т. толщиной от 300—400 до 1500—2000 м составляет планетарный пограничный слой атмосферы. В нём наиб. велико влияние подстилающей поверхности и её термич. и топографич. неоднородностей на значения и вертикальное распределение ветра, темп-ры и др. метеоэлементов. Ниж. часть пограничного слоя до высоты в неск. десятков м составляет приземный слой; в нём вертикальные турбулентные потоки кол-ва движения, тепла и водяного пара не меняются с высотой. Чем менее однородна подстилающая поверхность и чем интенсивнее турбулентность и конвекция, тем толще пограничный слой атмосферы и сильнее тормозятся в нём воздушные потоки.

Т. к. воздух почти не поглощает солнечную радиацию, осн. источником тепла в Т. служит ИК-излучение поверхности Земли, к-рое поглощается в вышележащем воздухе парами H_2O и в меньшей степени CO_2. На распределение темп-ры с высотой сильно влияют также турбулентный и конвективный вертикальные потоки тепла. На локальном распределении темп-ры сказываются тепло фазовых переходов воды и адиабатич. нагревание и охлаждение воздуха, сопровождающие его вертикальные перемещения. В среднем в Т. темп-ра падает с высотой со ср. вертикальным градиентом $\gamma \approx 6{,}5$ К/км. Зимой в ниж. части Т. градиенты в среднем меньше, а в верхней — больше этого значения. В нек-рых слоях Т. (чаще всего в пограничном слое зимой) темп-ра растёт с увеличением z, т. е. образуется т. н. инверсия темп-ры. На всех высотах темп-ра испытывает как периодические (суточные, годовые), так и непериодич. колебания; максимальные они — в пограничном слое атмосферы. Внутри него ветер быстро усиливается с ростом z, а выше продолжает расти на 2—3 м/с на км. Иногда в ниж. Т. и около тропопаузы образуются узкие воздушные потоки планетарного масштаба со скоростями, превышающими 30 м/с, т. н. струйные течения. В умеренных широтах во всей Т. преобладают западные, а вблизи экватора — восточные потоки. Давление воздуха на уровне моря в среднем близко к 1013 гПа, но горизонтальное его распределение из-за неодинакового нагрева Земли в разных районах и др. причин весьма сложно и быстро меняется со временем. Сопровождающие это изменения горизонтальных градиентов давления приводят к изменениям скорости и направления ветра. На характеристики ветра влияют также силы вязкости (внутри пограничного слоя) и силы инерции. В движениях большого масштаба весьма велика роль *Кориолиса силы*. Изменения давления, темп-ры и ветра обусловливают горизонтальное расчленение Т. на воздушные массы, характеристики к-рых зависят от особенностей подстилающей поверхности в месте их формирования, географич. широты и др. факторов. На границах между соседними воздушными массами — на т. н. атмосферных фронтах — резко усиливаются вертикальные (особенно восходящие) движения, из-за чего здесь возникает мощная облачность, дающая осадки. Потеря гидротермодинамич. устойчивости отд. участками фронтов приводит к образованию подвижных циклонов и антициклонов, с перемещением к-рых связаны наиб. резкие апериодич. изменения погоды. Они часто сопровождаются междуширотным обменом воздуха, играющим важную роль в формировании погоды и климата.

Лит. см. при ст. *Термосфера, Атмосфера.* *С. М. Шметер.*

ТРО́УТОНА — НО́БЛЯ О́ПЫТ — один из основных экспериментов, послуживших для обоснования и проверки *относительности теории* в период её возникновения. Эквивалентен *Майкельсона опыту* в том смысле, что в случае положит. результата он подтверждал бы теорию неподвижного эфира. Осуществлён в 1904 Ф. Троутоном (F. Trawton) и Г. Ноблем (G. Noble) и представляет собой попытку обнаружить абс. скорость подвешенного на нити легкоподвижного заряж. конденсатора. Согласно классич. электродинамике, принимающей существование неподвижного эфира, при поступат. движении заряж. конденсатора вместе с Землёй возникает крутящий момент электрич. сил, к-рый должен бы повернуть висящий на нити конденсатор так, чтобы пластинки его расположились параллельно движению Земли на орбите. Однако никакого систематического поворота конденсатора обнаружено не было, опыт дал отрицат. результат, к-рый легко объясним с точки зрения теории относительности. Т. к. в покоящейся относительно конденсатора системе электрич. и механич. силы уравновешены, а при переходе к новой системе они преобразуются одинаковым образом, то и в этой системе они будут уравновешены: вращающий момент электрич. сил будет компенсироваться равным и противоположным ему моментом, создаваемым упругими напряжениями при поступат. движении.

Лит.: Вавилов С. И., Экспериментальные основания теории относительности, М.—Л., 1928; Физический словарь, т. 5, М., 1939, с. 248.

ТРУ́БКИ ИЗМЕРИ́ТЕЛЬНЫЕ в гидроаэромеханике — устройства для измерения величины и направления скорости, а также расхода жидкости или газа, основанные на определении давления в потоке. Применяются для измерения скоростей течения водных и воздушных потоков, а также относит. скоростей движения судов и самолётов.

Широко распространена комбинированная трубка Пито — Прандтля, представляющая собой цилиндрич. трубку с полусферич. носиком (рис. 1), ось к-рой устанавливается вдоль потока. Через центр. отверстие на полусфе-

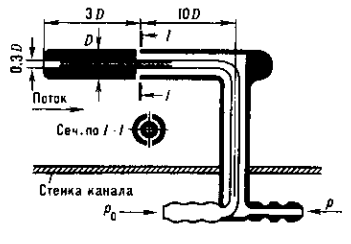


Рис. 1. Схема трубки Пито — Прандтля.

ре (критич. точка) измеряется полное давление p_0, к-рое реализуется при изоэнтропич. торможении потока до нулевой скорости. Другое отверстие (или ряд отверстий) *l* рас-

полагается на боковой поверхности трубки и служит для измерения статич. давления p. Геом. форма Т. и., форма отверстий и расстояние от них до носика трубки выбираются так, чтобы давление в боковых отверстиях по возможности мало отличалось от статич. давления в исследуемой точке потока. Небольшое несоответствие давлений учитывается поправочным коэф. ξ, к-рый определяют калибровкой. Зная p и p_0, вычисляют скорость потока v на основании *Бернулли уравнения*. Для несжимаемой жидкости ($v=\sqrt{2\xi(p_0-p)/\rho}$) плотность ρ может быть найдена по *Клапейрона уравнению* или др. способом. При скоростях воздуха выше 50—60 м/с необходимо учитывать сжимаемость воздуха.

Трубка Пито — Прандтля применяется также для определения v и *Маха числа* M в сверхзвуковом потоке. В этом случае перед трубкой образуется *ударная волна* и измеряемое в центр. отверстии давление практически равно давлению торможения p'_0 за прямой ударной волной. При известном из др. измерений давлении изоэнтропич. торможения p_0 по величине отношения p'_0/p_0 можно определить M в потоке перед трубкой. Измеряемые трубкой значения p_0 или p'_0 (соответственно при дозвуковой или сверхзвуковой скорости) почти не зависят от угла между вектором местной скорости и осью трубки, пока этот угол не превышает 15—20°, но значения статич. давления p сильно зависят от этого угла даже при небольшой его величине.

При малых скоростях потока ($v<6$ м/с) или при больших разрежениях, когда *Рейнольдса число* $Re<300$, наблюдается значит. возрастание коэф. ξ. Трубкой Пито — Прандтля можно пользоваться и при очень малых Re, включая и свободномолекулярное течение (см. *Динамика разреженных газов*) (при $M/Re>1$), однако её практич. применение для этих течений наталкивается на ряд трудностей, связанных с калибровкой и измерением весьма малых абс. давлений.

Для измерения скорости потока существует множество модификаций трубки Пито — Прандтля (трубки Брабе, Лосиевского, Престона и др.); кроме того, скорость определяют *Вентури трубкой*. Направление потока измеряют цилиндрич. и сферич. насадками, комбинациями из трёх расположенных под углом друг к другу трубок Пито и т. д., показания к-рых очень чувствительны к направлению потока.

Для исследования полей скоростей в *пограничном слое* потока вязкой жидкости или газа вблизи твёрдой стенки применяется трубка Стэнтона, измеряющая скоростной напор в потоке с большим вертикальным градиентом скорости (рис. 2); она устанавливается непосредственно на

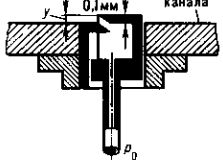


Рис. 2. Схема трубки Стэнтона.

поверхности обтекаемого тела и перемещается по вертикали микрометрич. винтом. Измеренное трубкой давление относится к эфф. расстоянию от стенки, определяемому из калибровки. Скорость вычисляют по разности полного давления, измеренного трубкой, и статич. давления на стенке канала.

Лит.: Физические измерения в газовой динамике и при горении, пер. с англ., ч. 1—2, М., 1957; Горлин С. М., Слезингер И. И., Аэромеханические измерения, М., 1964.

ТУ́ЛИЙ (лат. Tulium), Tm,— хим. элемент III группы периодич. системы элементов, ат. номер 69, ат. масса 168,9342; относится к лантаноидам. В природе представлен стабильным ^{169}Tm. Конфигурация внеш. электронных оболочек $4s^2p^6d^{10}f^{12}5s^2p^6d^16s^2$. Энергии последоват. ионизации равны 6,181, 12,05, 23,7, 42,7 эВ. Кристаллохим. радиус атома Т. 0,174 нм, радиус иона Tm^{3+} 0,085 нм. Значение электроотрицательности ок. 1,3. Работа выхода электронов 3,12 эВ.

В свободном виде — мягкий серебристо-серый металл. Кристаллич. решётка гексагональная плотноупакованная с параметрами $a=253{,}74$ пм и $c=555{,}8$ пм. Плотность 9,314 кг/дм^3, $t_{пл}=1545$ °С, $t_{кип}$ ок. 1950 °С, теплоёмкость $c_p=27{,}06$ Дж/(моль·К), теплота плавления 16,88 кДж/моль, теплота сублимации 215,8 кДж/моль, теплота кипения 191,1 кДж/моль. Темп-ра Дебая 167 К. Ферромагнетик, магн. восприимчивость $154\cdot10^{-9}$ (при 20 °С), точка Кюри 22 К. Уд. электрич. сопротивление 0,90 мкОм·м (при 20 °С), температурный коэф. электрич. сопротивления $1{,}95\cdot10^{-3}$К$^{-1}$ (при 0—100 °С). Теплопроводность монокристаллич. Т. 14—24 Вт/(м·К) (при 300 К), температурный коэф. линейного расширения $13{,}3\cdot10^{-6}$ К$^{-1}$ (при 298 К). Тв. по Бринеллю Т. чистотой 99% 539,6 МПа.

Степень окисления +3 и, редко, +2, по хим. свойствам схож с лантаноидами иттриевой подгруппы. Применение Т. ограничено малой доступностью. Его используют как геттер, применяют в радиоэлектронике и для др. целей. Широко используется (в дефектоскопах и др. радионуклидных приборах) искусственно полученный ^{170}Tm (β^--распад и электронный захват; $T_{1/2}=128{,}6$ сут). *С. С. Бердоносов.*

ТУМА́ННОСТИ — участки *межзвёздной среды*, выделяющиеся своим излучением или поглощением излучения на фоне неба. Ранее Т. наз. всякий неподвижный на небе протяжённый объект. В 20-х гг. 20 в. выяснилось, что среди таких Т. много галактик (напр., туманность Андромеды). После этого термин «Т.» стал пониматься более узко, в указанном выше смысле.

Т. делятся на светлые и тёмные. Последние видны благодаря поглощению излучения расположенных сзади них источников. Светлые Т. делятся на самосветящиеся и отражательные — рассеивающие свет звёзд. В самосветящихся Т. источником энергии, приводящим к свечению, является либо эл.-магн. излучение (чаще всего УФ-излучение звёзд), ионизующее и нагревающее вещество Т. (Т., ионизованные излучением), либо ударные волны.

Нередко Т. делят на газовые и пылевые. Такое деление условно, т. к. во всех Т. имеются газ и пыль примерно в одинаковой пропорции (как и везде в межзвёздной среде, в Т. имеются также магн. поля и *космические лучи*). Пылевыми обычно наз. такие Т., оптич. проявления к-рых обязаны пыли (тёмные Т., отражательные Т.), а газовыми — Т., в к-рых в оптич. диапазоне светится преим. газ (Т., ионизованные излучением, и Т., созданные ударными волнами). В далёком ИК-диапазоне в большинстве Т. преобладает излучение пыли. Таковы, напр., объекты Беклина — Нейгебауэра и Клейнмана — Лоу в туманности Ориона.

Тёмные туманности (ТТ) — плотные (обычно молекулярные) облака *межзвёздного газа* и *межзвёздной пыли*, непрозрачные из-за *межзвёздного поглощения* света пылью. Обычно видны на фоне светлых Т. (рис. 1, *а*). Реже ТТ видны прямо на фоне звёздного неба в области Млечного Пути. Таковы Т. «Угольный мешок» и множество более мелких, наз. гигантскими глобулами (рис. 1, *б*). Оптич. толщина ТТ в оптич. диапазоне колеблется обычно от 1 до 100, а в отд. сгустках внутри них (в к-рых часто происходит *звездообразование*) может быть намного больше. Как правило, ТТ имеют волокнистую структуру, обусловленную магнитогидродинамич. неустойчивостями.

Отражательные туманности (ОТ). Чаще всего ОТ освещается одной звездой. На высоких галактич. широтах ОТ подсвечиваются совокупным излучением звёзд диска Галактики. Если звезда находится в облаке или рядом с ним, но недостаточно горяча, чтобы ионизовать вокруг себя значит. кол-во межзвёздного водорода, то Т. светится гл. обр. за счёт рассеяния света звезды пылью. Нек-рые ОТ имеют кометообразный вид и наз. кометарными Т. (рис. 1, *г*). В «голове» такой Т. находится обычно переменная звезда типа Т Тельца, освещающая Т. Возникновение этих Т. связано с эволюцией глобул в зонах H II. Редкой разновидностью ОТ является световое эхо,

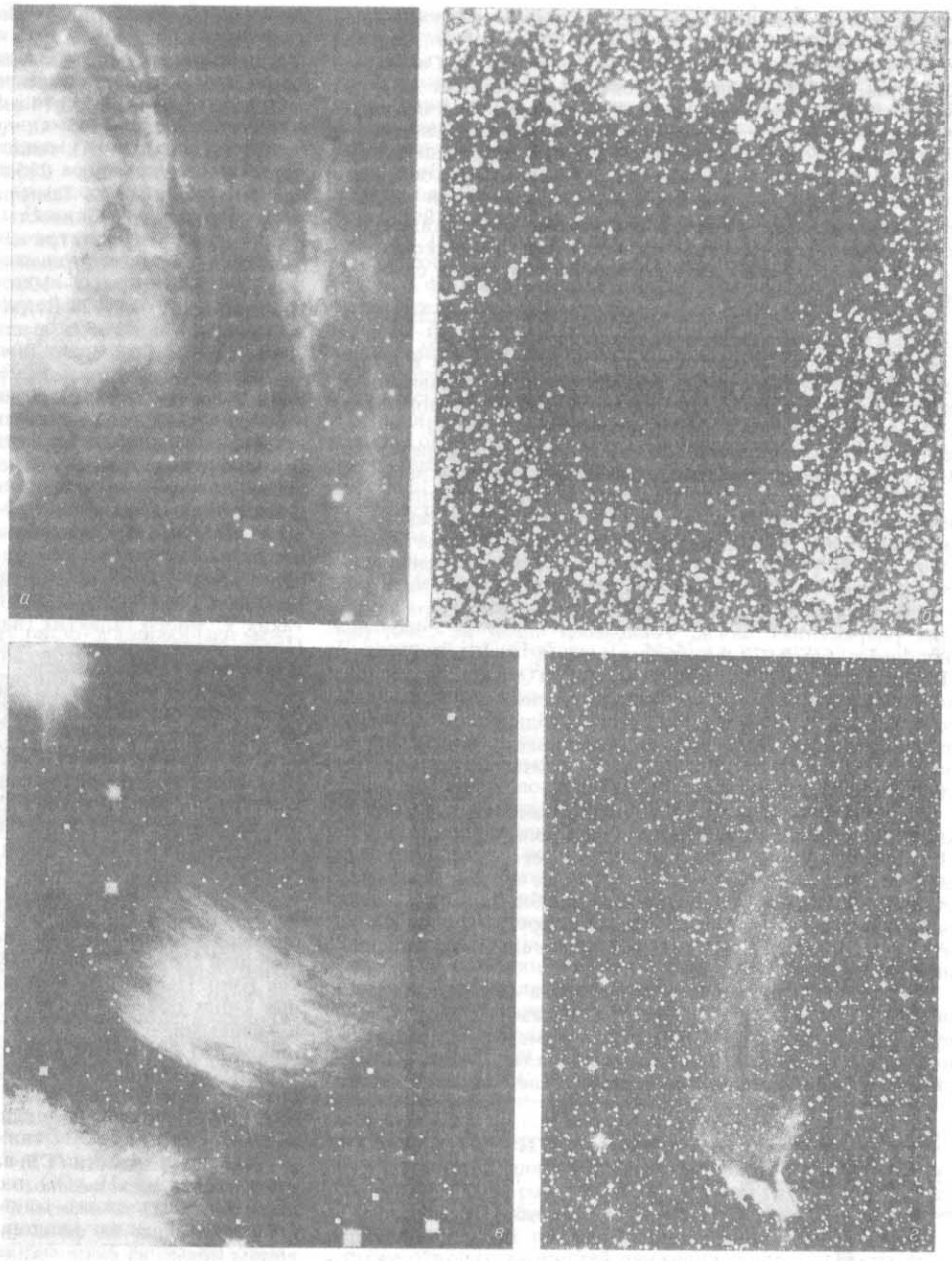


Рис. 1. Пылевые туманности: *а* — полупрозрачная тёмная волокнистая туманность, наблюдаемая на фоне светлой туманности Лагуна; *б* — гигантская глобула (объект Барнарда 68) на фоне Млечного Пути на Южном небе; *в* — отражательная волокнистая туманность в звёздном скоплении Плеяды; *г* — кометарная туманность.

наблюдавшееся после, напр., вспышек Новой звезды 1901 г. в созвездии Персея и Сверхновой 1987 А в Большом Магеллановом Облаке. Яркая вспышка Новой подсветила пыль, и неск. лет наблюдалась слабая Т., распространявшаяся во все стороны со скоростью света. Многие ОТ имеют тонковолокнистую структуру (рис. 1, *в*), связанную с развитием в них магнитогидродинамич. неустойчивостей. Исследования ОТ позволяют изучать мн. свойства межзвёздной пыли.

Туманности, ионизованные излучением (ТИИ). Наиб. распространёнными, яркими и изученными представителями таких Т. являются зоны ионизованного водорода (*зоны H II*), в т. ч. *планетарные туманности*. К ТИИ относятся также т. н. зоны ионизованного углерода (зоны C II) — зоны практически полной ионизации углерода, расположенные в областях нейтрального водорода (H I) повышенной плотности. Развитые зоны C II имеются вокруг звёзд *спектральных классов* B1 — B5, а также вокруг зон H II. Зоны C II наблюдаются по рекомбинац. радиолиниям углерода и по ИК-линии C II 156 мкм. ТИИ возникают также вокруг мощных рентг. источников в Галактике и др. галактиках, в т. ч. в активных ядрах галактик и квазарах. Для них характерны более высокие темп-ры, чем в зонах H II, и более высокая степень ионизации гелия и более тяжёлых элементов.

Туманности, созданные ударными волнами (ТСУВ), — участки межзвёздной среды за фронтами сильных ударных волн. Осн. источниками сильных ударных волн в межзвёздной среде являются взрывы звёзд — сбросы оболочек при вспышках *сверхновых звёзд* и *новых звёзд*, а также звёздный ветер. Выбрасываемое вещество имеет скорости порядка сотен и тыс. км/с, поэтому ионная темп-ра за фронтом волны может достигать многих млн. и даже млрд. К. Электронная темп-ра — обычно неск. млн. К. Такие Т. светят гл. обр. в рентг. диапазоне (как в непрерывном спектре, так и в спектральных линиях). Оптич. излучение возникает в осн. в неоднородностях межзвёздной среды, обжатых, нагретых и ионизованных ударной волной. Поэтому оптич. изображение таких Т. имеет волокнистую структуру. ТСУВ недолговечны. Они перестают быть видны после торможения разлетающегося газа.

Наиб. яркие ТСУВ вызваны взрывами сверхновых звёзд и наз. *остатками вспышек сверхновых* звёзд. Для них характерно нетепловое радиоизлучение. Т., созданные *звёздным ветром*, имеют такой же вид, но отличаются от них тепловым радиоизлучением. Наиб. яркие Т. этого типа



Рис. 2. Волокнистая туманность NGC 6888 в созвездии Лебедя, образованная взаимодействием звёздного ветра звезды типа Вольфа — Райе с межзвёздным газом.

возникают вокруг *Вольфа — Райе звёзд* (рис. 2). Много таких Т. имеется также вокруг звёзд спектрального класса Of. Наблюдения в рентг. диапазоне показали, что существуют Т., образованные, по-видимому, совокупным действием звёздного ветра (а может быть, и взрывов сверхновых) ассоциации звёзд спектральных классов ОВ. Они «выдувают» каверну диам. 100—300 пк, внутри к-рой остаётся газ низкой концентрации ($\sim 0{,}01$ см$^{-3}$), нагретый до неск. млн. К и наблюдаемый только в рентг. лучах. Вокруг таких «пузырей» имеются слабые волокнистые Т. Ударные волны меньших скоростей возникают в областях звездообразования. Они видны в виде вытянутых Т., светящихся преим. в ИК-диапазоне.

Лит.: Хавтаси Д. Ш., Атлас галактических темных туманностей, Тб., 1960; Рожковский Д. А., Курчаков А. В., Каталог отражательных туманностей, «Труды Астрофизич. ин-та АН Каз. ССР», 1968, т. 11, с. 3; Мартынов Д. Я., Курс общей астрофизики, 4 изд., М., 1988; (см. также лит. при ст. *Межзвёздный газ, Зоны H II, Планетарные туманности, Остатки вспышек сверхновых*).

Н. Г. Бочкарёв.

ТУННЕ́ЛЬНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ — спектроскопия твёрдых тел, основанная на исследовании вольт-амперной характеристики (ВАХ) туннельных контактов. В основе Т. с. лежит нелинейная зависимость туннельного тока I, протекающего между двумя проводниками, разделёнными тонким непроводящим барьером (диэлектриком, вакуумным зазором), от приложенного между ними напряжения V. Особенности электронного спектра проводника отражаются на ВАХ туннельного контакта. Так, щель в спектре приводит к обращению тока в 0, а максимумы в *плотности состояний* сопровождаются максимумами производной тока по напряжению dI/dV. Особенности ВАХ позволяют выяснить зависимость плотности состояний электронов от энергии, а также частоты *фононов* и молекулярных возбуждений, участвующих в процессе туннелирования.

Вероятность туннелирования через потенц. барьер определяется прозрачностью барьера, плотностью состояний электронов по одну сторону барьера и вероятностью того, что по др. его сторону эти состояния свободны. В *металле* плотность состояний g вблизи *ферми-энергии* $\mathscr{E}_F$ постоянна ($g=\text{const}$) и туннельный ток I пропорц. напряжению V, приложенному к «берегам» перехода (в области малых напряжений). Если на одном из берегов плотность состояний зависит от энергии $g(\mathscr{E})$, то дифференц. проводимость контакта dI/dV и, следовательно, туннельный ток при достаточно низких темп-рах прямо пропорц. $g(\mathscr{E})$.

Т. с. позволила продемонстрировать наличие энергетич. щели Δ в *сверхпроводниках* и доказать, что возникновение *сверхпроводимости* происходит за счёт электрон-фононного взаимодействия. На рис. 1 дана зависимость дифференц. проводимости от энергии возбуждения электрона (в единицах Δ) для контакта Mg (диэлектрик) — Pb (сверхпроводник) при $T=0{,}33$ К. Электронные возбуждения при энергиях, меньших $\mathscr{E}<\Delta$, отсутствуют, плотность возбуждённых состояний на границе щели $\mathscr{E}\geqslant\Delta=1{,}34$ мэВ резко возрастает, а в области характерных энергий фононного спектра Pb немонотонно изменяется. Именно последнее связано с электрон-фононным механизмом сверхпроводимости.

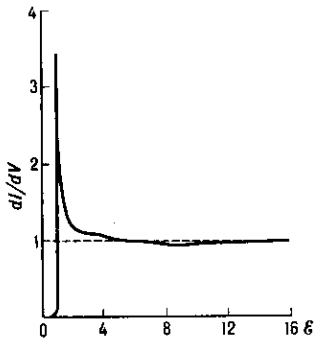


Рис. 1.

В случае *полупроводников* туннелирование электронов через p—n-переход часто осуществляется через т. н. непрямой переход, когда электронный импульс в процессе перехода изменяется на величину q за счёт испускания или поглощения фонона. Этот процесс может происходить, когда между берегами туннельного перехода приложено напряжение, определяемое условием $eV=\hbar\omega_q$, где $\hbar\omega_q$ — энергия соответствующего фонона с волновым вектором q, и проявляется как особенности на ВАХ (рис. 2). Стрелками отмечены особенности для разл. ветвей колебаний (акустич. и оптич.), участвующих в туннелировании электронов (см. *Колебания кристаллической решётки*).

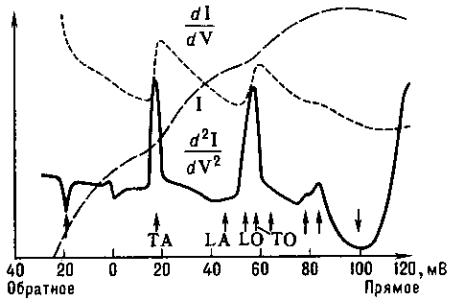


Рис. 2. Зависимость I, dI/dV и d^2I/dV^2 от смещения V для кремниевого диода при 4,2 К.

Если в процессе туннелирования электрон передаёт часть энергии локальному примесному состоянию, то открывается дополнит. канал для туннелирования. Включение «туннелирования через примесное состояние» увеличивает проводимость контакта при $eV=\hbar\omega_0$, где ω_0 — энергия возбуждения примесного центра. На кривой d^2I/dV^2 это отражают дополнит. пики. Форма линии при этом зависит от естеств. ширины линии, энергии возбуждения и температурного уширения из-за теплового «размазывания» энергетич. распределения электронов (рис. 3).

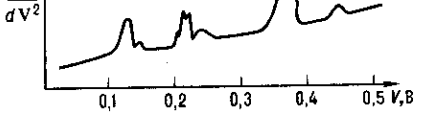


Рис. 3. Спектры примесей СН в туннельном переходе кремниевого диода.

Т. с. помимо исследования плотности электронных состояний позволяет исследовать влияние внеш. воздействий на электронный спектр, напр. деформации, легирования и т. п.

В отличие от традиционной Т. с. сканирующая Т. с. кроме энергетич. характеристики позволяет получить пространств. характеристики электронных поверхностных состояний. Она базируется на использовании *сканирующего туннельного микроскопа*, где туннельный ток локализуется в области размерами порядка атомных. Это позволяет выявить расположение максимумов волновых ф-ций электронов относительно двумерной кристаллич. решётки поверхности образца. В многослойных плёнках, *гетеропереходах*, *сверхрешётках* и др. возможно также выявление и спектроскопия отд. компонентов.

Метод сканирующей Т. с. предложен (в 1986) Р. Дж. Хамерсом (R. J. Hamers), Р. М. Тромпом (R. M. Tromp) и Дж. Е. Демутом (J. E. Demuth), продемонстрировавшими его возможности при изучении реконструированной поверхности кристалла Si (см. *Реконструкция поверхности*). На рис. 4 приведены ВАХ, полученные в разных точках элементарной ячейки 7×7. Различие dI/dV обусловлено различием локальных значений плотности поверхностных электронных состояний относительно межатомных расстояний.

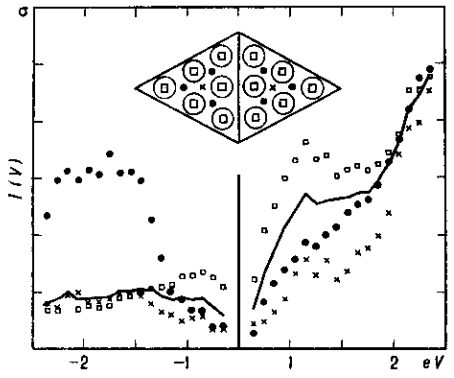


Рис. 4. Спектры туннельной проводимости dI/dV в функции напряжения между остриём и образцом, полученные для Si(111)—(7×7) поверхности. Сплошная линия — спектр, усреднённый по элементарной ячейке (врезка), локальные спектры даны при расположении острия над атомами (квадратики) и в промежутках между ними (точки и крестики соответствуют позициям, помеченным теми же символами на схеме элементарной ячейки).

Достоинство сканирующей Т. с. состоит в возможности изучения сорбированных на поверхности атомов и молекул и механизма поверхностных хим. реакций. При т. н. неупругом туннелировании (изменяется энергия электрона) наблюдается селективное излучение света, а при освещении туннельного контакта — изменение ВАХ. Перспективно повышение селективности и информативности метода.

Сканирующая Т. с. играет важную роль при исследовании сверхпроводимости, в особенности высокотемпературной, позволяя измерить распределение энергетич. щели по поверхности, установить структуру вихрей Абрикосова, возникающих в *сверхпроводниках второго рода* в магн. поле. Изменяя величину зазора между образцом и остриём сканирующего туннельного микроскопа, можно наблюдать резонансные состояния, обусловленные интерференцией электронов с длиной волны $\lambda = h(2m\mathscr{E})^{-1/2}$ в вакуумном зазоре d при $n\lambda/2 = d$ (m, $\mathscr{E}$ — масса и энергия электрона, n — целое число).

Лит.: Туннельные явления в твердых телах. Сб., под ред. Э. Бурштейна, С. Лундквиста, пер. с англ., М., 1973; Wolf E. L., Principles of electron tunneling spectroscopy, Oxf., 1985; Hamers R. J., Tromp R. M., Demuth J. E., Surface electronic structure of Si (111)—(7×7) resolved in real space, «Phys. Rev. Lett.», 1986, v. 56, p. 1972; Averin D. V., Likharev K. K., Coulomb blocade of single-electron tunneling and coherent oscillations in small tunnel junctions, «J. Lov. Temp. Phys.», 1986, v. 62, p. 345; Эдельман В. С., Сканирующая туннельная микроскопия, «ПТЭ», 1989, № 5, с. 25; «ПТЭ», 1991, № 1, с. 24; Hess H. F. [e. a.], Scanning-tunneling microscope observation of the Abrikosov flux lattice and the density of states near and inside a fluxoid, «Phys. Rev. Lett.», 1989, v. 62, p. 214.

Н. В. Заварицкий, В. С. Эдельман.

ТУННЕ́ЛЬНАЯ ЭМИ́ССИЯ — то же, что *автоэлектронная эмиссия*.

ТУННЕ́ЛЬНЫЙ ДИО́Д (Эсаки диод) — полупроводниковый диод, содержащий p—n-переход с очень малой толщиной запирающего слоя. Действие Т. д. основано на прохождении свободных носителей заряда (электронов) сквозь узкий потенц. барьер благодаря квантовомеханич. процессу туннелирования (см. *Туннельный эффект*). Поскольку вероятность туннельного просачивания электронов через барьер в значит. мере определяется шириной области пространств. заряда в p—n-переходе, Т. д. изготовляют на основе *вырожденных полупроводников* (с концентрацией примесей до 10^{25}—10^{27} м$^{-3}$). При этом получается резкий p—n-переход с толщиной запирающего слоя 5—15 нм. При изготовлении Т. д. обычно применяют Ge и GaAs; реже используют Si, InSb, InAs, PbTe, GaSb, SiC и др. *полупроводниковые материалы*. Для германиевых диодов в качестве донорных примесей, как правило, используют P или As, в качестве акцепторных — Ga и Al; для арсенид-галлиевых — Sn, Pb, S, Se, Te (доноры), Zn, Cd (акцепторы). Узкий p—n-переход получают чаще всего методом вплавления.

Первый Т. д. создан на основе Ge Л. Эсаки (L. Ezaki) в 1957. Изобретение Т. д. экспериментально подтвердило существование процессов туннелирования в твёрдых телах. Туннельный механизм переноса заряда обусловливает N-образный вид вольт-амперной характеристики Т. д. (рис. 1). На рис. 2 приведены упрощённые энергетич. диаграммы p—n-перехода Т. д. при разл. напряжениях смещения U. В отсутствие внеш. смещения (рис. 2, *а*) ферми-уровни $\mathscr{E}_{Fp}$ и $\mathscr{E}_{Fn}$ в вырожденном (по обе стороны от перехода) полупроводнике находятся на одной высоте соответственно в валентной зоне и зоне проводимости (т. е. уровень Ферми постоянен по всему полупроводнику). Примем, что все разрешённые энергетич. уровни, расположенные ниже уровня Ферми, заняты, а расположенные выше

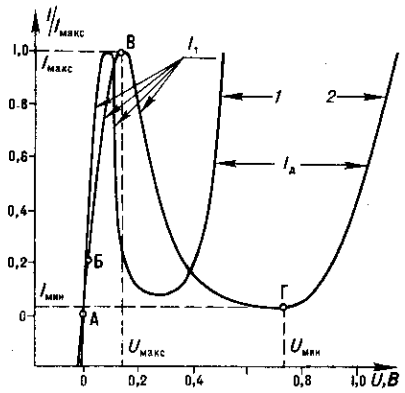


Рис. 1. ВАХ туннельных диодов на основе Ge *(1)* и GaAs *(2)*: U — напряжение смещения на туннельном диоде; $I/I_{макс}$ — отношение тока через диод к току в максиме ВАХ; $I_{мин}$ — ток в минимуме ВАХ (отнесённый к $I_{макс}$); $U_{макс}$ и $U_{мин}$ — напряжения смещения, соответствующие токам $I_{макс}$ и $I_{мин}$; $I_т$ — туннельный ток; $I_д$ — диффузионный (тепловой) ток.

него — свободны. Тогда при $U=0$ туннельный переход невозможен и ток I равен нулю (точка А на рис. 1). Если на Т. д. подать небольшое прямое напряжение, то происходит уменьшение высоты потенц. барьера или смещение энергетич. уровней p-области относительно энергетич. уровней n-области (рис. 2, *б*). В этом случае электроны проводимости из n-области туннелируют сквозь потенц. барьер (не меняя своей энергии) на разрешённые свободные энергетич. уровни валентной зоны p-области — в Т. д. появляется

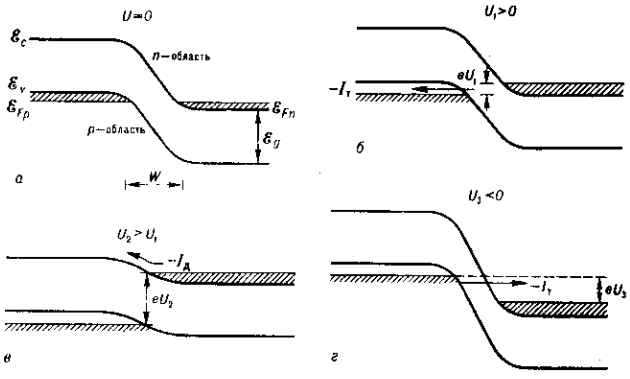


Рис. 2. Энергетические диаграммы p—n-перехода туннельного диода при различных напряжениях смещения (U_1 и U_2 — прямые смещения, U_3 — обратное смещение); $\mathscr{E}_c$ — верхняя граница валентной зоны; $\mathscr{E}_c$ — нижняя граница зоны проводимости; $\mathscr{E}_{Fp}$ и $\mathscr{E}_{Fn}$ — уровни Ферми дырок и электронов; $\mathscr{E}_g$ — ширина запрещённой зоны; W — ширина p—n-перехода; $I_т$ и $I_д$ — туннельный и диффузионный токи; e — заряд электрона.

туннельный ток $I_т$, направление к-рого противоположно направлению движения электронов (точка Б на кривой *2*, рис. 1). С увеличением U ток I сначала растёт до значения $I_{макс}$ (точка В на кривой *2*, рис. 1), а затем (по мере того как уменьшается степень перекрытия зоны проводимости *n*-области и валентной зоны *p*-области) убывает. Начиная с нек-рого значения $U_{мин}$, эти зоны не перекрываются (рис. 2, *в*) и туннельный ток прекращается (точка Г на кривой *2*, рис. 1); через *p*—*n*-переход течёт только диффуз. ток $I_д$. При $U > U_{мин}$ Т. д. подобен обычному полупроводниковому диоду, включённому в прямом направлении. При подаче напряжений обратного направления (рис. 2, *г*) в Т. д. существует ток за счёт электронов, туннелирующих из валентной зоны *p*-области на свободные разрешённые энергетич. уровни зоны проводимости *n*-области; этот ток быстро возрастает с увеличением обратного напряжения.

Основные параметры Т. д.: макс. прямой ток $I_{макс}$ и мин. прямой ток $I_{мин}$, соответствующие им напряжения $U_{макс}$ и $U_{мин}$ (значения этих параметров для Т. д. на GaAs и Ge приведены на рис. 1); отрицат. дифференц. сопротивление, определяемое наклоном падающего участка ВАХ (ВГ на кривой *2*, рис. 1), имеет значения (по абс. величине) для разл. типов Т. д. от единиц до десятков Ом Т. д. могут работать в более широком интервале темп-р, чем обычные диоды, изготовленные на основе того же материала (до 200 °С германиевые; до 600 °С арсенидгаллиевые). Поскольку рабочий диапазон смещений Т. д. расположен в области значительно более низких напряжений по сравнению с др. полупроводниковыми приборами, то они относительно маломощны (выходная мощность порядка мВт). Малая инерционность процесса туннелирования электронов позволяет применять Т. д. на частотах СВЧ-диапазона вплоть до десятков ГГц. Предельная рабочая частота Т. д. (при использовании его в качестве

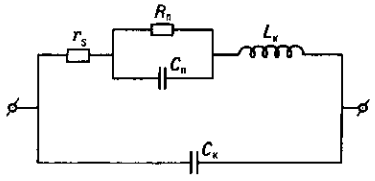


Рис. 3. Эквивалентная схема туннельного диода: $R_п$ и $C_п$ — дифференциальное сопротивление и ёмкость *p*—*n*-перехода; r_s — омическое сопротивление потерь; $L_к$ и $C_к$ — индуктивность и ёмкость корпуса.

прибора с отрицат. сопротивлением) выражается через параметры эквивалентной схемы (рис. 3) в виде $f_{кр}=(2\pi|R_п|C_п)^{-1}\times\sqrt{R_п/r_s-1}$, а резонансная частота паразитных колебаний определяется ф-лой $f_{рез}=(2\pi)^{-1}\times\sqrt{1/L_кC_п-1/R_пC_п^2}$. Для усилит. Т. д. необходимо, чтобы выполнялись условия $f_{рез}>f_{кр}$ и $f_{кр}>f_0$, где f_0 — рабочая частота. Величинами $R_п$, $C_п$, r_s, а соответственно и частотными характеристиками диода можно управлять, если изменять степень легирования областей полупроводника по обе стороны от *p*—*n*-перехода (с увеличением степени легирования частотный предел Т. д. возрастает). Частотные соотношения Т. д. накладывают также ограничения на технологию изготовления и конструктивное оформление диодов: в Т. д., чтобы достичь малых $L_к$, электрич. контакт к вплавленной металлич. капле на кристалле полупроводника выполняют с помощью металлич. мембраны, ленточного лепестка или пластины; при этом $L_к$ составляет 10^{-10} Гн. Обычно Т. д. оформляются в металлокерамич. корпусе.

Т. д. находят применение в схемах усилителей и генераторов СВЧ-диапазона, в быстродейств. переключающих устройствах, устройствах памяти с двоичным кодом и т. д.

Лит.: Esaki L., Phenomen in narrow germanium paranormal-junctions letter, «Phys. Rev.», 1958, v. 109, № 2, p. 603; Зи С. М., Физика полупроводниковых приборов, пер. с англ., кн. 1—2, М., 1984.

П. Б. Константинов.

ТУННЕ́ЛЬНЫЙ МИКРОСКО́П, см. *Сканирующий туннельный микроскоп.*

ТУННЕ́ЛЬНЫЙ ЭФФЕ́КТ (туннелирование) — квантовый переход системы через область движения, запрещённую классич. механикой. Типичный пример такого процесса — прохождение частицы через *потенциальный барьер*, когда её энергия $\mathscr{E}$ меньше высоты барьера. Импульс частицы p в этом случае, определяемый из соотношения $\mathscr{E}=p^2/2m+U(x)$, где $U(x)$ — потенц. энергия частицы (m — масса), был бы в области внутри барьера, $\mathscr{E}<U(x)$, мнимой величиной. В *квантовой механике* благодаря *неопределённостей соотношению* между импульсом и координатой подбарьерное движение оказывается возможным. Волновая ф-ция частицы в этой области экспоненциально затухает, и в квазиклассич. случае (см. *Квазиклассическое приближение*) её амплитуда в точке выхода из-под барьера мала.

Одна из постановок задач о прохождении потенц. барьера соответствует случаю, когда на барьер падает стационарный поток частиц и требуется найти величину прошедшего потока. Для таких задач вводится коэф. прозрачности барьера (коэф. туннельного перехода) D, равный отношению интенсивностей прошедшего и падающего потоков. Из обратимости по времени следует, что коэф. прозрачности для переходов в «прямом» и обратном направлениях одинаковы. В одномерном случае коэф. прозрачности может быть записан в виде

$$D=D_0\exp\left\{-\frac{2}{\hbar}\int_{x_1}^{x_2}dx\left[2m(U(x)-\mathscr{E})\right]^{1/2}\right\}; \qquad (1)$$

интегрирование проводится по классически недоступной области, $x_{1,2}$ — точки поворота, определяемые из условия $U(x_{1,2})=\mathscr{E}$. В точках поворота в пределе классич. механики импульс частицы обращается в нуль. Коэф. D_0 требует для своего определения точного решения квантово-механич. задачи.

При выполнении условия квазиклассичности

$$\frac{d}{dx}\left\{\frac{\hbar}{\left[2m(U(x)-\mathscr{E})\right]^{1/2}}\right\}\ll 1 \qquad (2)$$

на всём протяжении барьера, за исключением непосредств. окрестностей точек поворота $x_{1,2}$, коэф. D_0 слабо отличается от единицы. Существ. отличие D_0 от единицы может быть, напр., в тех случаях, когда кривая потенц. энергии с одной из сторон барьера идёт настолько круто, что квазиклассич. приближение там неприменимо, или когда энергия близка к высоте барьера (т. е. выражение, стоящее в экспоненте, мало). Для прямоугольного барьера высотой U_0 и шириной a коэф. прозрачности определяется ф-лой

$$D=\left[1+\left(\frac{k^2+\varkappa^2}{2k\varkappa}\right)^2\operatorname{sh}(a\varkappa)\right]^{-1},$$

где

$$k=(2m\mathscr{E})^{1/2}/\hbar,\ \varkappa=\left[2m(U_0-\mathscr{E})\right]^{1/2}/\hbar.$$

Основание барьера соответствует нулевой энергии.

В квазиклассич. случае D мал по сравнению с единицей.

Др. постановка задачи о прохождении частицы через барьер состоит в следующем. Пусть частица в нач. момент времени находится в состоянии, близком к т. н. стационарному состоянию, к-рое получилось бы при непроницаемом барьере (напр., при барьере, приподнятом вдали от *потенциальной ямы* на высоту, бо́льшую энергии вылетающей частицы). Такое состояние наз. квазистационарным. Аналогично стационарным состояниям зависимость волновой ф-ции частицы от времени даётся в этом случае множителем $\exp(-i\mathscr{E}t/\hbar)$. В качестве энергии здесь фигурирует комплексная величина $\mathscr{E}$, мнимая часть к-рой определяет вероятность распада квазистационарного состояния в единицу времени за счёт Т. э.:

$$w=-\frac{2}{\hbar}\operatorname{Im}\mathscr{E}. \qquad (3)$$

В квазиклассич. приближении вероятность, даваемая ф-лой (3), содержит экспоненц. множитель того же типа, что и в ф-ле (1). В случае сферически симметричного потенц. барьера вероятность распада квазистационарного состояния с орбит. квантовым числом l определяется ф-лой

$$w = w_0 \exp\left\{-\frac{2}{\hbar}\int_{r_1}^{r_2} dr\left[2m(U(r)-\mathscr{E})+\frac{l(l+1)\hbar^2}{r^2}\right]^{1/2}\right\}. \quad (4)$$

Здесь $r_{1,2}$ — радиальные точки поворота, подынтегральное выражение в к-рых равно нулю. Множитель w_0 зависит от характера движения в классически разрешённой части потенциала, напр. он пропорц. классич. частоте колебаний частицы между стенками барьера.

Т. э. позволяет понять механизм α-распада тяжёлых ядер. Между α-частицей и дочерним ядром действует электростатич. отталкивание, определяемое ф-лой $U(r)=b/r$. На малых расстояниях порядка размера a ядра ядерные силы таковы, что эфф. потенциал можно считать отрицательным: $U(r)=-U_0$. В результате вероятность α-распада даётся соотношением

$$w \sim \frac{v'}{a}\exp(-2\pi b/\hbar v). \quad (5)$$

Здесь $v=\sqrt{2\mathscr{E}/m}$, $v'=\sqrt{2(\mathscr{E}+U_0)/m}$, $\mathscr{E}$ — энергия вылетающей α-частицы.

Т. э. обусловливает возможность протекания термоядерных реакций на Солнце и звёздах при темп-ре в десятки и сотни млн. градусов (см. *Эволюция звёзд*), а также в земных условиях в виде термоядерных взрывов или УТС.

В симметричном потенциале, состоящем из двух одинаковых ям, разделённых слабопроницаемым барьером, Т. э. приводит к интерференции состояний в ямах, что приводит к слабому двойному расщеплению дискретных уровней энергии (т. н. инверсионное расщепление; см. *Молекулярные спектры*). Для бесконечного периодичного в пространстве набора ям каждый уровень превращается в зону энергий. Таков механизм образования узких электронных энергетич. зон в кристаллах с сильной связью электронов с узлами решётки.

Если к полупроводниковому кристаллу приложено электрич. поле, то зоны разрешённых энергий электронов становятся наклонными в пространстве. Тем самым уровень пост. энергии электрона пересекает все зоны. В этих условиях становится возможным переход электрона из одной энергетич. зоны в другую за счёт Т. э. Классически недоступной областью при этом является зона запрещённых энергий. Это явление наз. пробоем Зинера. Квазиклассич. приближение отвечает здесь малой величине напряжённости электрич. поля. В этом пределе вероятность пробоя Зинера определяется в осн. экспонентой, в показателе к-рой стоит большая отрицат. величина, пропорциональная отношению ширины запрещённой энергетич. зоны к энергии, набираемой электроном в приложенном поле на расстоянии, равном размеру элементарной ячейки.

Похожий эффект проявляется в *туннельных диодах*, в к-рых зоны наклонены благодаря полупроводникам p- и n-типа по обе стороны от границы их соприкосновения. Туннелирование осуществляется благодаря тому, что в зоне, куда переходит носитель заряда, имеется конечная плотность незанятых состояний.

Благодаря Т. э. возможен электрич. ток между двумя металлами, разделёнными тонкой диэлектрич. перегородкой. Эти металлы могут находиться как в нормальном, так и в сверхпроводящем состоянии. В последнем случае может иметь место *Джозефсона эффект*.

Т. э. обязаны такие явления, происходящие в сильных электрич. полях, как автоионизация атомов (см. *Ионизация полем*) и *автоэлектронная эмиссия* из металлов. В обоих случаях электрич. поле образует барьер конечной прозрачности. Чем сильнее электрич. поле, тем прозрачнее барьер и тем сильнее электронный ток из металла. На этом принципе основан *сканирующий туннельный микроскоп* — прибор, измеряющий туннельный ток из разных точек исследуемой поверхности и дающий информацию о характере её неоднородности.

Т. э. возможен не только в квантовых системах, состоящих из одной частицы. Так, напр., низкотемпературное движение дислокаций в кристаллах может быть связано с туннелированием конечной части дислокации, состоящей из многих частиц. В такого рода задачах линейную дислокацию можно представить как упругую струну, лежащую первоначально вдоль оси y в одном из локальных минимумов потенциала $V(x, y)$. Этот потенциал не зависит от y, а его рельеф вдоль оси x представляет собой последовательность локальных минимумов, каждый из к-рых находится ниже другого на величину, зависящую от приложенного к кристаллу механич. напряжения. Движение дислокации под действием этого напряжения сводится к туннелированию в соседний минимум определ. отрезка дислокации с последующим подтягиванием туда оставшейся её части. Такого же рода туннельный механизм может отвечать за движение *волн зарядовой плотности* в диэлектрике Пайерлса (см. *Пайерлса переход*).

Для расчётов эффектов туннелирования таких многоразмерных квантовых систем удобно использовать квазиклассич. представление волновой ф-ции в виде $\psi \sim \exp(iS)$, где S — классич. действие системы. Для Т. э. существенна мнимая часть S, определяющая затухание волновой ф-ции в классически недоступной области. Для её вычисления используется метод комплексных траекторий.

Квантовая частица, преодолевающая потенц. барьер, может быть связана с термостатом. В классич. механике это соответствует движению с трением. Тем самым, для описания туннелирования необходимо привлечение теории, получившей назв. диссипативной квантовой механики. Такого рода соображения необходимо использовать для объяснения конечного времени жизни токовых состояний контактов Джозефсона. В этом случае происходит туннелирование эфф. квантовой частицы через барьер, а роль термостата играют нормальные электроны.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Квантовая механика, 4 изд., М., 1989; Займан Дж., Принципы теории твердого тела, пер. с англ., 2 изд., М., 1974; Базь А. И., Зельдович Я. Б., Переломов А. М., Рассеяние, реакции и распады в нерелятивистской квантовой механике, 2 изд., М., 1971; Туннельные явления в твердых телах, пер. с англ., М., 1973; Лихарев К. К., Введение в динамику джозефсоновских переходов, М., 1985. *Б. И. Ивлев.*

ТУРБУЛЁНТНАЯ ДИФФУ́ЗИЯ плазмы — разновидность аномальной диффузии плазмы, заключающаяся в аномально быстром переносе энергии и массы вещества плазмы под действием эл.-магн. флуктуаций с плотностью энергии, значительно превышающей тепловой равновесный уровень. Скорость Т. д. существенно зависит от корреляции движения частиц плазмы с флуктуац. эл.-магн. полями. Т. д. вызывает аномально быстрые переносы как в лаб. плазме (токамаки, стеллараторы и др. плазменные установки), так и в космической (солнечный ветер, околоземная ударная волна, межзвёздный ионизованный газ и т. д.).

Определяющее значение в возникновении Т. д. имеют низкочастотные колебания ($\omega < \omega_{Hi}$, ω_{Hi} — ионная циклотронная частота), появляющиеся вследствие разл. неустойчивостей. В относительно спокойной плазме, в к-рой крупномасштабные магнитогидродинамич. неустойчивости стабилизированы, аномальный перенос связывают с микроскопической турбулентностью плазмы, характерные пространственные масштабы к-рой значительно меньше характерных размеров плазмы. Т. д. может возникать за счёт электростатич. и магн. флуктуаций. Типичным источником надтепловых низкочастотных флуктуаций в лаб. и космич. плазме являются *дрейфовые неустойчивости*, связанные с диамагн. током, возникающим в неоднородной плазме поперёк магн. поля и градиента плотности (см. *Дрейф заряженных частиц*).

Под действием электростатич. дрейфовых волн поперёк удерживающего плазму магн. поля создаётся ср. поток частиц

$$\Gamma_\perp = -D\partial n/\partial x = (c/B)\langle \tilde{n}\tilde{E}_\perp \rangle,$$

где $\tilde{n}$, $\tilde{E}_\perp$ — флуктуации плотности частиц и напряжённости электрич. поля, связанные с дрейфовыми колебаниями; D — коэф. Т. д. С учётом типичной амплитуды насыщения дрейфовой неустойчивости $\tilde{n}/n \sim 1/k_\perp a$ (a — характерный размер поперечной неоднородности плотности, $k_\perp$ — волновое число) коэф. Т. д. плазмы на электростатич. дрейфовых волнах имеет значение

$$D \sim \gamma/k_\perp^2.$$

Здесь γ — *инкремент* неустойчивости, а характерное значение $k_\perp \approx (0{,}1—0{,}3)\omega_{Hi}/c_s$, где c_s — скорость ионного звука. В случае дрейфово-диссипативной неустойчивости отсюда следует коэф. *Бома диффузии*.

Поперечный аномальный тепловой поток частиц данного сорта на электростатич. дрейфовых волнах

$$Q_\perp = n\chi \frac{\partial T}{\partial x} = \frac{5c}{2B}\langle \tilde{p}\tilde{E}_\perp \rangle,$$

где $\tilde{p}$ — флуктуации давления, χ — коэф. турбулентной *теплопроводности плазмы*.

В плазме достаточно большого давления [когда $p \gg (B^2/8\pi)m_e/m_i$] могут возбуждаться эл.-магн. дрейфовые волны. Обусловленные ими флуктуации магн. поля $\tilde{B}_\perp$, перпендикулярные осн. магн. полю, приводят к дополнит. поперечному переносу частиц и тепла. Аномальный ср. поток частиц за счёт эл.-магн. флуктуаций есть

$$\Gamma_\perp = (c/B)\langle \tilde{n}\tilde{E}_\perp \rangle - (1/eB)\langle \tilde{j}_{e\parallel}\tilde{B}_\perp \rangle.$$

Здесь $\tilde{j}_{e\parallel}$ — флуктуации электронного тока. В этом случае поперечный аномальный тепловой поток равен

$$Q_\perp = (5c/2B)\langle \tilde{p}\tilde{E}_\perp \rangle + (T/e_\alpha B)\langle \tilde{j}_\parallel \tilde{B}_\perp \rangle + (j_\parallel/e_\alpha B)\langle \tilde{T}B_\perp \rangle + q_\perp,$$

где $\tilde{T}$ — флуктуации темп-ры, e_α — заряд частиц сорта α. Поток $q_\perp$ связан с тепловым движением частиц вдоль флуктуирующих магн. силовых линий. В гидродинамич. режиме

$$q_\perp = -\varkappa_\parallel \langle (\tilde{B}_\perp/B)^2 \rangle \frac{\partial T}{\partial x} - \varkappa_\parallel \left\langle \frac{B_\perp}{B}\frac{\partial T}{\partial x} \right\rangle$$

($\varkappa_\parallel$ — коэф. классич. продольной теплопроводности). В бесстолкновит. режиме, когда, напр., длина свободного пробега электронов λ_e больше продольной длины корреляции L_c флуктуаций магн. поля $\tilde{B}_\perp$, коэф. температуропроводности электронов χ_e за счёт флуктуаций магн. поля $\tilde{B}_\perp$ равен

$$\chi_e \simeq v_{Te} L_c \langle (B_\perp/B)^2 \rangle,$$

причём аномальный перенос связан со стохастизацией магн. силовых линий. В сильнотурбулентной плазме, когда выполнено условие $|\tilde{B}_\perp| > B/k_\perp L_c$, коэф. χ_e пропорц. амплитуде магн. флуктуаций:

$$\chi_e \sim v_{Te}|\tilde{B}_\perp|/Bk_\perp.$$

Источником магн. флуктуаций могут быть и др. неустойчивости плазмы, напр. *тиринг-неустойчивость*.

Обычно в плазме одновременно развивается целый ряд микронеустойчивостей, каждая из к-рых даёт свой вклад в аномальный перенос, причём разный в разл. областях плазменного объёма. Напр., в токамаке на краях плазменного объёма осн. вклад в аномальный перенос дают электростатич. флуктуации, а в центр. области плазмы — магнитные. Коэф. Т. д. в токамаках $D \simeq \chi_e/4 \simeq 10^4$ см^2/с; результаты эксперимента и теории совпадают.

Кроме Т. д. перенос энергии в плазме может быть связан с неоднородностью удерживающего плазму магн. поля, т. к. в этом случае часть запертых частиц плазмы (см. *Магнитные ловушки*) может двигаться кроме мелкомасштабного ларморовского вращения по крупномасштабным замкнутым дрейфовым орбитам. В токамаках такие орбиты наз. бананами, а связанная с ними диффузия — банановой или неоклассической. В экспериментах на токамаках диффузия электронов всегда аномальна, а диффузия ионов бывает и неоклассической.

Примером Т. д. является диффузия в межзвёздной среде. Осн. источником энергии этой турбулентности служат взрывы *сверхновых звёзд*, для к-рых характерно, что плотность энергии магн. поля $B^2/8\pi$ порядка плотности кинетич. энергии ионизованного газа $\rho v^2/2$. Турбулентность является магнитогидродинамической, а Т. д. наз. магнитной. Для типичных параметров межзвёздной турбулентности $l \sim 100$ парсек, $v \sim 10$ км/с коэф. магнитной Т. д. $D_м = (1/3)lv \sim 10^{26}$ см^2/с. Столь высокое значение $D_м$ показывает, что крупномасштабные галактич. магн. поля не могут иметь реликтовое происхождение, поскольку относительно быстро, за время $\sim 10^8$ лет, они должны быть разрушены магнитной Т. д., к-рая приводит к их выносу из центр. части на периферию спиральных галактик.

Лит.: Арцимович Л. А., Сагдеев Р. З., Физика плазмы для физиков, М., 1979; Liewer P. C., Measurements of microturbulence in tokamaks and comparisons with theories of turbulence and anomalous transport, «Nucl. Fusion», 1985, v. 25, № 5, p. 549; Рузмайкин А. А., Соколов Д. Д., Шукуров А. М., Магнитные поля галактик, М., 1988; Horton W., Nonlinear drift waves and transport in magnetized plasma, «Phys. Repts», 1990, v. 192, № 1, p. 1; Кадомцев Б. Б., Основы физики плазмы токамака, в кн.: Итоги науки и техники, сер. Физика плазмы, т. 10, ч. 1, М., 1991, с. 5.

Н. С. Ерохин, А. К. Некрасов.

ТУРБУЛЕ́НТНОЕ ТЕЧЕ́НИЕ — форма течения жидкости или газа, при к-рой вследствие наличия в течении многочисл. вихрей разл. размеров жидкие частицы совершают хаотич. неустановившиеся движения по сложным траекториям (см. *Турбулентность*), в противоположность ламинарным течениям с гладкими квазипараллельными траекториями частиц. Т. т. наблюдаются при определ. условиях (при достаточно больших *Рейнольдса числах*) в трубах, каналах, пограничных слоях около поверхностей движущихся относительно жидкости или газа твёрдых тел, в следах за такими телами, струях, зонах перемешивания между потоками разной скорости, а также в разнообразных природных условиях.

Т. т. отличаются от ламинарных не только характером движения частиц, но также распределением осреднённой скорости по сечению потока, зависимостью средней или макс. скорости, расхода и коэф. сопротивления от числа Рейнольдса Re, гораздо большей интенсивностью тепло- и массообмена.

Профиль осреднённой скорости Т. т. в трубах и каналах отличается от параболич. профиля ламинарных течений меньшей кривизной у оси и более быстрым возрастанием скорости у стенок, где за исключением тонкого вязкого подслоя (толщиной порядка $30\nu/u_*$, где ν — вязкость, $u_* = (\tau/\rho)^{1/2}$ — «скорость трения», τ — турбулентное напряжение трения, ρ — плотность) профиль скорости $\bar{u}(y)$ описывается универсальным по Re логарифмич. законом:

$$\bar{u}(y)/u_* = A\log(y/y_0) + B,$$

где y_0 равно ν/u_* при гладкой стенке и пропорционально высоте бугорков при шероховатой.

Турбулентный пограничный слой в отличие от ламинарного обычно имеет отчётливую границу, нерегулярно колеблющуюся во времени в пределах $(0{,}4—1{,}2)\delta$, где δ — расстояние от стенки, на к-ром скорость достигает 99% от значения вне пограничного слоя; в этой области скорость растёт с удалением от стенки быстрее, чем по логарифмич. закону.

Струи, следы и зоны перемешивания обладают приблизит. автомодельностью: с расстоянием x от нач. сечения масштаб длины L растёт как x^m, а масштаб скорости U убывает как x^{-n}, где для объёмной струи $m = n = 1$, для плоской $m = 1$, $n = 1/2$, для объёмного следа $m = 1/3$, $n = 2/3$, для плоского следа $m = n = 1/2$, для зоны перемешивания $m = 1$, $n = 0$. Граница турбулентной области здесь также отчётливая, но нерегулярной формы и колеблется шире, чем у пограничных слоёв, в плоском следе — в пределах $(0{,}4—3{,}2)L$.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Механика сплошных сред, 2 изд., М., 1954; Лойцянский Л. Г., Механика жидкости

и газа, 6 изд., М., 1987; Таунсенд А. А., Структура турбулентного потока с поперечным сдвигом, пер. с англ., М., 1959; Абрамович Г. Н., Теория турбулентных струй, М., 1960; Монин А. С., Яглом А. М., Статистическая гидромеханика, 2 изд., ч. 1, СПб., 1992.
А. С. Монин.

ТУРБУЛЁНТНОСТЬ (от лат. turbulentus — беспорядочный) — сложное, неупорядоченное во времени и пространстве поведение *диссипативной среды* (или поля), детали к-рого не могут быть воспроизведены на больших интервалах времени при сколь угодно точном задании начальных и граничных условий. Такая невоспроизводимость есть следствие собственной сложной динамики среды, определяемой неустойчивостью индивидуальных движений, и не связана с неполнотой описания, флуктуациями или действием внеш. шумов. В режиме стационарной установившейся Т. (говоря о Т., обычно понимают именно такой режим) диссипация энергии компенсируется её поступлением из внеш. источников.

Понятие Т. возникло в 19 в. в связи с изучением течений жидкостей и газов. Впоследствии было осознано, что переход от регулярного (ламинарного) движения к хаотическому, определяемый нелинейными процессами, характерен и для др. сред и полей (акустич. полей в твёрдых телах и газах, эл.-магн. полей в плазме и т. п.). Ныне это понятие вошло практически во все области физики и используется по отношению как к вихревым, так и безвихревым (в т. ч. волновым) полям.

Различают слабую, сильную, развитую и нек-рые др. типы Т. Трактовка этих терминов в разл. областях физики несколько различна.

Слабая Т. 1) Т. волновых полей, когда из-за сильной дисперсии волновые пакеты перекрываются на малое время и взаимодействие между волнами оказывается достаточно слабым — справедливо приближение (гипотеза) случайных фаз волн. Пример слабой Т. (в таком понимании) — волнение на поверхности моря без образования барашков. 2) Движение среды (или поля), соответствующее *хаосу динамическому*. При этом размерность фазового пространства *динамической системы*, описывающей Т. (или число независимых возбуждённых мод колебаний), прибл. $\lesssim 10$. В простейшем случае — это низкоразмерный временной хаос (примером является *Лоренца система*). В более общем случае — низкоразмерный пространственно-временно́й хаос (пример — динамика дефектов в *жидких кристаллах*).

Сильная Т. 1) Т. сильнонелинейных волн, в случае, когда не работает приближение случайных фаз и слабой связи гармонических волн. Напр., Т. *ударных волн* в средах со слабой дисперсией (сильная акустич. Т.) либо Т. *солитонов* (в частности, в плазме). 2) Гидродинамич. Т., к-рой соответствует многоразмерный пространственно-временной хаос. Движения среды не упорядочены во времени и в пространстве, характерно наличие потока энергии от одних пространств. масштабов (масштаб поступления) к другим (масштаб диссипации). Размерность фазового пространства соответствующей динамич. системы (или число независимых возбуждённых мод) прибл. $\gtrsim 100$.

Развитая Т. 1) Обычно синоним сильной Т. 2) Иногда развито́й наз. установившуюся Т., в отличие от неустановившейся (переходной) Т.

Переход к турбулентности. Система переходит от упорядоченного пространственно-временно́го поведения к турбулентному при увеличении степени её неравновесности, к-рую можно характеризовать т. н. управляющим параметром (или параметрами) — *Рейнольдса числом* или его аналогами. Значения управляющего параметра, при к-рых один тип движения системы теряет устойчивость и на смену ему приходит другой, наз. критическими. Переход к Т. может происходить как скачкообразно (регулярное движение сразу сменяется турбулентным), так и в результате цепочки последовательных усложнений движения. При этом возможны ситуации, когда временно́е поведение поля темп-ры, скорости, давления или др. характеристик среды становится хаотическим при сохранении регулярной пространств. структуры. Хотя такой режим обычно Т. не называют, он обладает одним из основных её свойств — невоспроизводимостью движения при сколь угодно точном задании начальных и граничных условий.

Наиб. подробно исследованы переходы в течениях, ограниченных твёрдыми стенками, благодаря к-рым внешние неконтролируемые воздействия могут быть сведены к минимуму. Примером является течение жидкости, возникающее между двумя вращающимися с разными скоростями соосными цилиндрами (т. н. течение Тейлора — Куэтта). На рис. 1 представлены зависимости осн. частот ω пульсаций радиальной скорости от числа Рейнольдса Re, а на рис. 2 — фотографии вихрей, наблюдавшихся при переходе к хаотическому режиму в течении Тейлора — Куэтта при $r_1/r_2 = 0{,}877$ [$Re = \Omega r_1 (r_2 - r_1)/\nu$; Ω — угл. скорость вращения внутр. цилиндра, внешний — неподвижен; r_1, r_2 — радиусы внутр. и внеш. цилиндров; ν — коэф. кинематич. вязкости]. При увеличении числа Рейнольдса наблюдалась следующая последовательность режимов (диапазоны чисел Рейнольдса обозначены соответствующими номерами на рис. 1). 1. Азимутальное (т. е. с линиями

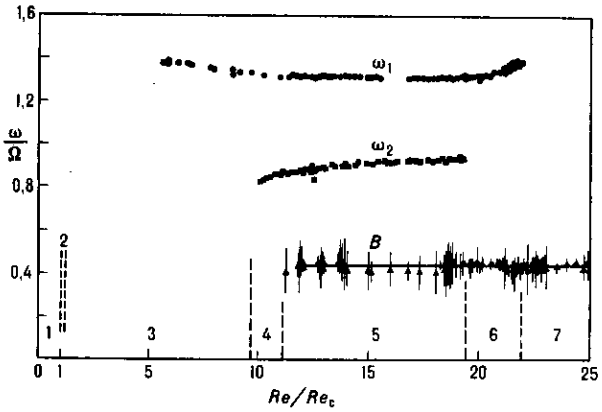
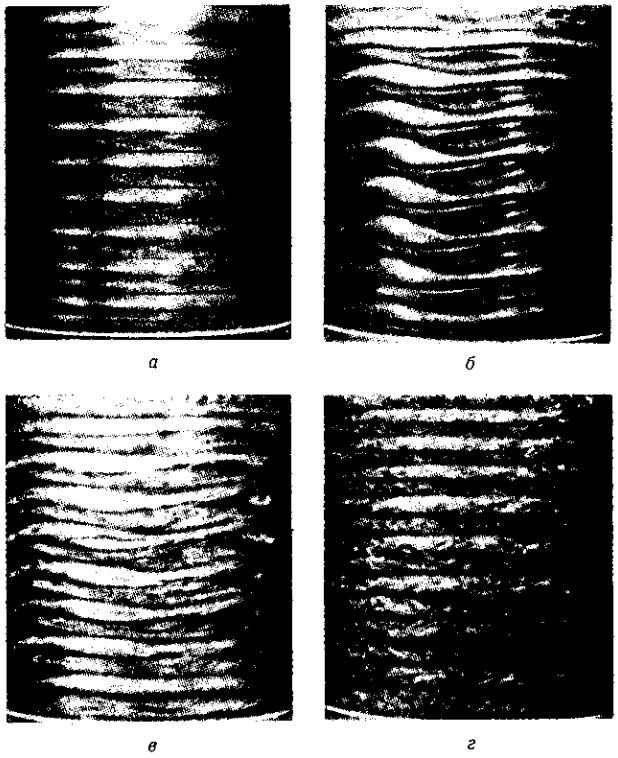


Рис. 1. Основные режимы течения Тейлора — Куэтта при переходе к турбулентности ($Re_c \approx 119$). Представлены основные частотные компоненты (гармоники не показаны), наблюдаемые в спектре радиальной составляющей скорости. Треугольники и вертикальные отрезки определяют центральные частоты B и ширину сплошного спектра соответственно (P. R. Fenstermacher, H. L. Swinney, J. P. Gollub, 1979).

тока, образующими окружности с центрами на оси цилиндров) стационарное течение. 2. Стационарное течение в виде тороидальных вихрей — т. н. вихрей Тейлора (рис. 2, *а*). 3. Вихри Тейлора с волнообразными возмущениями на них, распространяющимися в азимутальном направлении,— азимутальные волны (рис. 2, *б*). Пульсации скорости, измеренные в одной точке,— периодические с основной частотой ω_1 и её гармониками. 4. Модулированные волны на вихрях Тейлора (рис. 2, *в*). В спектре пульсаций появляется вторая независимая частота ω_2 — квазипериодич. режим. 5. Хаотическое движение на фоне квазипериодического. В спектре возникает широкополосная компонента B с центр. частотой $\sim \omega_1/3$. 6. Исчезает дискретная компонента ω_2. 7. Из спектра исчезает вторая дискретная компонента. Движение становится полностью хаотическим. Существенно, что при этом пространств. структура течения остаётся регулярной, достаточно простой и представляет собой суперпозицию всего лишь неск. мод (рис. 2, *г*). Их число не изменяется при переходах от одного режима к другому (в частности, и к хаотическому). Для таких переходов — от простой временно́й динамики к сложной — справедливы результаты теории конечномерных систем, что подтверждается совпадением результатов теории и эксперимента, а сами переходы эквивалентны известным *бифуркациям* в системах с сосредоточенными параметрами.

Подобным образом происходит переход к Т. в подогреваемом снизу тонком горизонтальном слое (т. н. кон-



а *б* *в* *г*

Рис. 2. Фотографии визуализированных вихрей Тейлора: *а* — $Re/Re_c = 1{,}1$; *б* — 6,0; *в* — 16,0; *г* — 23,5 (P. R. Fenstermacher, H. L. Swinney, J. P. Gollub, 1979).

векция Бенара — Рэлея). Отличие лишь в том, что при малой надкритичности (т. е. малом превышении управляющим параметром своего критич. значения) усложнение течения первоначально связано не с изменением временной динамики, а с изменением пространств. симметрии течения. В результате развития вторичных неустойчивостей происходит усложнение индивидуальных структур и/или появляются дефекты в упорядоченной решётке структур. На рис. 3 представлено разбиение плоскости параметров *Рэлея число Ra — Прандтля число Pr* на области, где реализуются конвективные движения разл. типов ($Ra = g\Delta T h^3 \beta/\nu k$, $Pr = \nu/k$, где g — ускорение свободного падения, $\Delta T > 0$ — разность температур на ниж. и верх. границе слоя, h — его толщина, ν — вязкость, k — температуропроводность среды, β — коэф. теплового расширения). Первый переход от гидродинамич. равновесия к стационарной двумерной конвекции не зависит от Pr и при $Ra > Ra_1$ приводит к возникновению устойчивых структур в виде конвективных валов — двумерных вихрей (одномодовый режим). При больших числах Pr с ростом Ra происходит второй переход — при $Ra > Ra_2$ двумерные

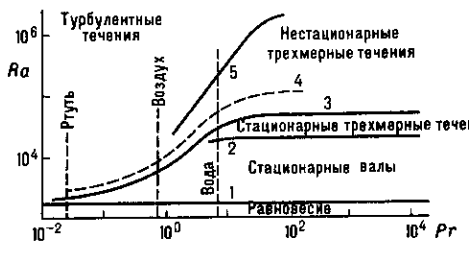


Рис. 3. Области существования различных конвективных режимов в горизонтальном слое подогреваемой снизу жидкости, построенные на основе обработки экспериментов с различными жидкостями и газами (R. Krishnamurti, 1973).

движения сменяются трёхмерными стационарными режимами, к-рые соответствуют возбуждению уже многих степеней свободы течения. Затем (при $Ra > Ra_3$) этот стационарный режим переходит в колебательный [при малых Pr ($Pr < 5$) стационарный одномодовый режим сразу сменяется нестационарным]. По мере роста неравновесности (числа Рэлея) характер колебат. движения усложняется и в области между границами 3 и 5 при $Ra > Ra_4$ возникают нерегулярные колебания со сплошным спектром. При дальнейшем увеличении Ra ($Ra > Ra_5$) усложняется и пространств. структура течения — в хаотическое движение включаются новые степени свободы — рождается Т.

Примером течения, в к-ром наблюдается резкий переход, непосредственно переводящий течение из стационарного состояния в хаотическое со сложной пространств. структурой, является течение между параллельными поверхностями. Исходное плоскопараллельное течение (течение Пуазёйля, см. *Пуазёйля закон*) с зависимостью продольной компоненты скорости $u(z)$ от поперечной координаты z: $u = u_0[1 - (z/h)^2]$ ($2h$ — расстояние между поверхностями) становится неустойчивым по отношению к бесконечно малым двумерным возмущениям при $Re \geqslant Re_c = u_0 h/\nu = 5772$. Однако по отношению к двумерным возмущениям конечной амплитуды течение неустойчиво и при меньших числах Рейнольдса (докритическая неустойчивость). Для течений с докритич. неустойчивостью характерно, что неустойчивые возмущения в них возникают в виде волн с конечной амплитудой. В течении Пуазёйля эти волны, в свою очередь, являются неустойчивыми по отношению к трёхмерным бесконечно малым возмущениям. Более того, как показывают численные и физ. эксперименты, неустойчивость по отношению к трёхмерным возмущениям сохраняется для двумерных волн достаточно большой амплитуды и при таких Re, при к-рых они являются затухающими ($700 \leqslant Re \leqslant 2900$). Существующие в реальных течениях нач. возмущения обычно приводят в действие докритич. неустойчивость. При этом возникают пакеты трёхмерных возмущений достаточно большой амплитуды, способные из-за нелинейных процессов преобразовываться в мелкомасштабную Т. Течение в этом случае состоит из уединённых областей Т. (турбулентных пятен), погружённых в ламинарное окружение (рис. 4). Рост Re ведёт к увеличению числа случайно разбросанных турбулентных пятен, а затем и к турбулизации всей области течения.

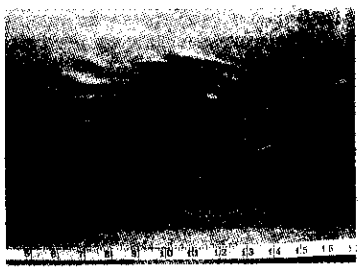


Рис. 4. Визуализация турбулентного пятна в плоском течении Пуазёйля при $Re = 10^3$, $h = 3$ мм на расстоянии $x = 64h$ от входа в канал (D. R. Carlson, S. E. Widnall, M. F. Peeters, 1982).

Ещё более сложные и разнообразные процессы обнаруживаются при переходе от ламинарного течения к турбулентному в пограничных слоях вблизи твёрдых поверхностей. В простейшем случае пограничного слоя на плоской пластине его толщина $\delta \sim \sqrt{\nu x/u_0}$ и локальное число Рейнольдса $Re = \delta u_0/\nu$ растут с расстоянием x вдоль потока. Линейный анализ устойчивости показывает, что достаточно слабые возмущения, распространяясь вдоль потока, должны неизбежно затухать. Поэтому, как и в случае течения Пуазёйля с докритич. неустойчивостью, на характер перехода влияет уровень возмущений в набегающем потоке, запускающих нелинейные механизмы, а в переходной области также наблюдаются турбулентные пятна, хотя и с несколько отличающимися параметрами. При задании регулярных нач. двумерных возмущений (напр., с помощью вибрирующей ленты) с ростом Re (т. е.

с увеличением расстояния вдоль потока) удаётся обнаружить последовательность бифуркаций, хотя и более сложных, чем в течении Тейлора — Куэтта.

Статистический подход. Систематич. исследованиям статистич. свойств Т. положили начало наблюдения О. Рейнольдса (O. Reynolds, 1883) перехода от упорядоченного ламинарного течения к неупорядоченному *турбулентному течению* жидкости в трубе. Осознание того факта, что структура течения оказывается непредсказуемой и непостижимой в деталях, привело к потребности усреднённого описания. Матем. выражением такого описания явились ур-ния Рейнольдса:

$$\frac{\partial U_j}{\partial t}+\frac{\partial}{\partial x_k}U_jU_k=\frac{\partial}{\partial x_k}(-\delta_{jk}P+T_{jk}+\tau_{jk}).$$

Здесь плотность несжимаемой жидкости положена равной единице; $T_{jk}\equiv\nu(\partial U_j/\partial x_k+\partial U_k/\partial x_j)$ — тензор вязких напряжений (ν — кинематич. вязкость); $\tau_{jk}=-\langle u_ju_k\rangle$ — тензор рейнольдсовых напряжений; P, U_j — давление и компоненты скорости, получающиеся после усреднения; скобки $\langle\ \rangle$ означают операцию усреднения, конкретное определение к-рой зависит от характера решаемой задачи, напр. это может быть усреднение по мелким масштабам или быстрым движениям; u_j — пульсации скорости относительно усреднённых значений, удовлетворяющие ур-ниям

$$\frac{\partial u_i}{\partial t}+\frac{\partial}{\partial x_k}(U_iu_k+U_ku_i)+\frac{\partial p}{\partial x_i}=\frac{\partial}{\partial x_k}\left(\nu\frac{\partial u_i}{\partial x_k}-u_iu_k-\tau_{ik}\right).$$

Усреднение, по Рейнольдсу, не является самосогласованной процедурой. Число переменных оказывается больше, чем число ур-ний. Получение ур-ния для τ_{jk} последовательным умножением ур-ний для u_j на u_k и усреднением ведёт к иерархии ур-ний, зависящих от высших моментов $\tau_{jk\dots i}$, и порождает т. н. проблему замыкания. Обычно эта проблема разрешается с помощью разного рода гипотез относительно статистич. свойств пульсаций скорости, позволяющих выразить высшие моменты через низшие с сохранением свойств симметрии ур-ний. Хотя такие гипотезы не всегда корректны и мало полезны в идейном плане, они позволяют с помощью ур-ний Рейнольдса получать важные практич. результаты, касающиеся свойств усреднённых полей в турбулентных пограничных слоях и течений в гладких и шероховатых трубах.

Наиб. очевидной и подчас технически наиб. важной особенностью турбулентного течения жидкости является существенно больший по сравнению с ламинарным перенос вещества, импульса и энергии. В др. средах Т., как правило, также приводит к интенсификации *переноса явлений*, хотя физ. механизмы аномально высоких коэффициентов переноса в разных средах, естественно, различны. В частности, именно обнаружение в кон. 40-х гг. аномальной диффузии плазмы поперёк магн. поля, связанной с пульсациями электрич. поля, послужило началом проникновения понятия Т. в физику плазмы.

Наиб. ранние попытки описать турбулентное перемешивание были предприняты в гидродинамике с использованием моделей, опирающихся на аналогию с ламинарным течением. Началом такого подхода послужила работа Дж. Буссинеска (J. Boussinesq, 1877), к-рый (по совр. терминологии) связал напряжения Рейнольдса τ_{ij} со ср. скоростью U в случае изменения скорости лишь в поперечном к её вектору, y-направлении, $\tau=\nu_T dU/dy$. Коэф. пропорциональности ν_T аналогичен коэффициенту вязкости, связывающему вязкие напряжения T_{jk} со ср. скоростью, и поэтому получил назв. турбулентной вязкости. Его величина $\sim\langle u^2\rangle^{1/2}l$ (l — эмпирически определяемый масштаб Т.) обычно значительно превосходит величину молекулярной вязкости и может изменяться в пространстве и времени.

Дж. Тейлор (G. Taylor, 1921), исследуя перенос частиц Т., нашёл закон $\langle x^2\rangle\sim 2Dt$, где $x=x(a,\ t)$ — положение меченой частицы в момент времени t, имевшей нач. положение a (ср. скорость полагается отсутствующей, $\langle x\rangle=0$). Эфф. коэффициент диффузии (в изотропной Т., см. ниже)

$$D=\frac{1}{3}\int\langle U(a,\ t)\,U(a,\ t+\tau)\rangle\,dt,$$

где $U=dx/dt$ — лагранжева скорость частицы. Появление в этом выражении временно́й ф-ции корреляции скорости очень существенно — тейлоровское описание турбулентной диффузии содержит первые ростки статистич. подхода к Т. В дальнейшем (1935) Тейлор сформулировал проблему Т. в терминах *корреляционных функций* эйлеровых скоростей. Однако в общем виде идея о том, что корреляц. ф-ции (и др. статистич. моменты гидродинамич. полей) являются осн. характеристиками турбулентного движения, была высказана ещё раньше Л. В. Келлером и А. А. Фридманом (1924), предложившими общий метод построения (на основе ур-ний движения реальной жидкости) интегро-дифференц. ур-ний для моментов произвольного порядка гидродинамич. полей турбулентных течений. Получаемая с помощью этого метода полная бесконечная система ур-ний для всевозможных моментов даёт аналитич. формулировку проблемы Т. Однако любая конечная подсистема этой системы ур-ний, как и в случае ур-ний Рейнольдса, не замкнута.

Колмогоровский спектр Т. Одним из замечательных достижений статистич. подхода является теория Колмогорова однородной изотропной Т., т. е. Т., статистич. характеристики к-рой в произвольной системе точек r_1, $r_2,\dots,r_N$ не меняются при любых параллельных переносах, поворотах и зеркальных отображениях системы, сопровождающихся одноврем. поворотом или зеркальным отражением системы координат. Эта теория объединяет ряд гипотез и результатов [А. Н. Колмогоров, 1941; А. М. Обухов, 1941; несколько позже, но, по-видимому, независимо — Л. Онсагер (L. Onsager), 1945; В. Гейзенберг (W. Heisenberg), 1948; К. Вейцзекер (C. Weizsäcker), 1948], связанных с универсальностью спектров в т. н. инерционном интервале (см. ниже). Матем. предпосылкой теории Колмогорова является *масштабная инвариантность* (скейлинг) *Навье — Стокса уравнений* (в пределе исчезающей вязкости) относительно одноврем. замены длины $l\to\lambda l$, времени $t\to\lambda^{1-h}t$ и скорости $u\to u^h$, где h — произвольный показатель. Колмогоровская теория основывается на следующих предположениях: 1) масштабная инвариантность предполагается лишь в статистич. смысле — масштабно-инвариантными являются только усреднённые величины; 2) имеется конечный поток энергии ε от бо́льших масштабов к меньшим; 3) поток энергии ε_l на масштабах l предполагается зависящим только от величин, имеющих тот же масштаб l (в частности, от l и скорости u_l в вихрях масштаба l). Поскольку ε_l имеет размерность энергии единицы массы в единицу времени, анализ размерности даёт $\varepsilon_l\sim u_l^3/l$, из чего следует, что $\varepsilon\sim\lambda^{3h-1}$. Тогда масштабная инвариантность ε означает, что $h={}^1/_3$. Масштабная инвариантность нарушается на больших масштабах L, сравнимых с размерами течения, где сказывается механизм возбуждения Т., и на малых l_d [$l_d\sim(\nu^3/\varepsilon)^{1/4}$ — колмогоровский диссипативный масштаб], где сказывается вязкость. Интервал $l_d\ll l\ll L$, на к-ром применимы соображения подобия, наз. инерционным интервалом (рис. 5).

Важными следствиями масштабной инвариантности (с $h={}^1/_3$) в инерц. интервале являются: структу́рная ф-ция порядка p, определённая как среднее от p-й степени разности скоростей Δu_l, измеренных в точках, отстоящих на расстояние l, степенным образом зависит от этого расстояния: $(\Delta u_l)^p\sim\varepsilon^{p/3}l^{p/3}$; спектральная плотность энергии Т., определяемая *Фурье преобразованием* структурной ф-ции второго порядка, удовлетворяет закону $E(k)=c\varepsilon^{2/3}k^{-5/3}$, где k — волновое число, а c — постоянная Колмогорова (скейлинг не определяет величины этой константы); вихревая вязкость на масштабе l определяется соотношением $\nu_l\sim lu_l\approx\varepsilon^{1/3}l^{4/3}$.

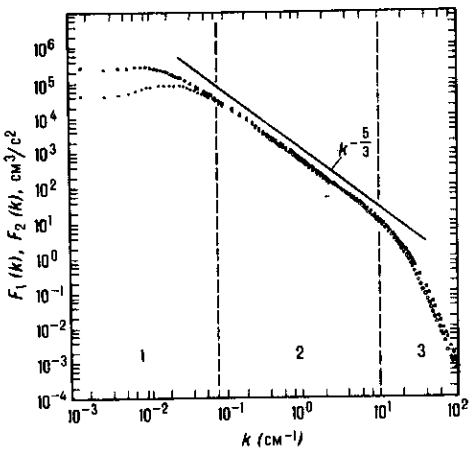


Рис. 5. Одномерные спектры пульсаций продольной $F_1(k)$ и поперечной $F_2(k)$ — компонент скорости на оси осесимметричной струи при $Re = 3{,}7 \cdot 10^5$ на расстоянии $70d$ (k — продольная компонента волнового вектора, d — диаметр сопла). Типичным для таких спектров является наличие трёх выделенных интервалов: 1 — энергосодержащий интервал, в котором форма спектра зависит от механизма возбуждения турбулентности; 2 — инерционный интервал, характеризующийся постоянным потоком энергии по спектру; 3 — интервал вязкой диссипации энергии.

Прошло ок. 20 лет с момента создания теории Колмогорова и выдвижения им гипотезы, что при больших числах Рейнольдса Т. является локально (т. е. для достаточно мелкомасштабных движений) однородной и изотропной, прежде чем она получила эксперим. подтверждение. Эксперименты, выполненные к 1962 в следе за островом в канале около Ванкувера во время прилива, при числах Рейнольдса $Re = 3 \cdot 10^8$, продемонстрировали закон «$k^{-5/3}$» для волновых чисел, изменяющихся на три порядка. В последующие годы универсальность этого закона была подтверждена экспериментами во многих др. течениях при больших числах Рейнольдса: в струях, сдвиговых слоях, в лаб. и атм. пограничных слоях, в следе за цилиндром и т. п.

Универсальность спектра Колмогорова — независимость от источника энергии — является в определ. степени специфич. свойством, присущим Т. в простых средах, напр. в нейтральных жидкостях, в к-рых отсутствует характерный внутр. масштаб. В более сложных средах, напр. в плазме, Т. — результат взаимодействия разл. полей и/или возбуждений с разными характерными частотами, масштабами и полосами поглощения (см. *Турбулентность плазмы*). Кроме того, существенными могут оказаться нелинейные механизмы диссипации — коллапс ленгмюровских волн в плазме (см. *Волновой коллапс*), обрушение *внутренних волн* или *волн на поверхности жидкости* и т. п. В такой ситуации простые модели типа инерц. интервала и передачи энергии от крупномасштабных движений к мелкомасштабным неприменимы, а одних только соображений размерности недостаточно для получения результатов в замкнутом виде. Степенные спектры в подобных ситуациях также возможны, но при определ. ограничениях, напр. если выполнены условия возбуждения лишь одного типа волн. Для слабой Т. такие спектры в приближении случайных фаз могут быть получены из кинетич. ур-ний для волн. Примером является спектр Захарова — Филоненко $E_k \sim k^{-11/4}$ для *капиллярных волн*, к-рый также соответствует инерц. интервалу.

Перемежаемость Т. Из экспериментов выяснилось, что колмогоровский спектр $k^{-5/3}$ часто наблюдается не только там, где он должен обнаруживаться — в инерционном интервале, — но и в диапазоне малых волновых чисел и/или даже при умеренных числах Рейнольдса, когда критерии однородности и изотропности Т., строго говоря, не выполнены. Это привело к выводу, что колмогоровский закон $k^{-5/3}$, основанный на самых общих предположениях, не отражает всю специфику гидродинамич. Т., описываемой ур-ниями Навье — Стокса. Имеется ещё одно существенное противоречие между колмогоровской моделью и экспериментом, заключающееся в следующем. Предположение теории Колмогорова о том, что единственный размерный параметр, определяющий свойства Т. в инерц. интервале, — ср. скорость передачи энергии по спектру $\bar{\varepsilon}$ (равная скорости её диссипации) — в действительности нарушается, если ε является сильно флуктуирующей величиной (Л. Д. Ландау, 1944). В этом случае появляются дополнит. независимые параметры, характеризующие статистич. свойства ε. Эксперименты Дж. Бэтчелора (G. Batchelor) и А. Таунсенда (A. Townsend) в 1949 и многих др. исследователей не только свидетельствуют о флуктуац. характере ε в пространстве и времени, но и показывают, что осн. вклад в усреднённое значение ε дают редкие её флуктуации, существенно превышающие фоновый уровень. Это свойство, получившее назв. перемежаемости Т., иллюстрирует рис. 6, на к-ром представлена скорость диссипации γ флуктуаций концентрации пассивной примеси, величины, во многом аналогичной ε.

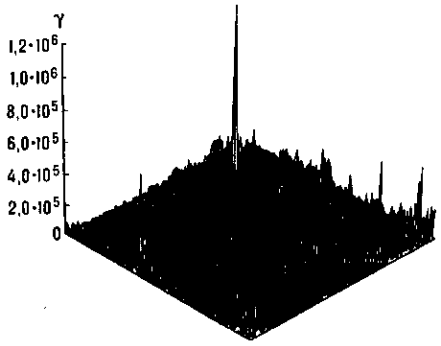


Рис. 6. Скорость диссипации γ флуктуаций концентрации пассивной примеси в поперечном сечении струи (фрагмент). Наличие пиков свидетельствует о сильной перемежаемости течения (C. Meneveau, K. R. Sreenivasan, 1989).

Учёт перемежаемости привёл в дальнейшем к созданию фрактальной модели Т. Её физ. интерпретация состоит в следующем. В процесс передачи энергии от крупных вихрей к более мелким вовлечён не весь объём крупного вихря, а лишь его активная часть, к-рая может быть охарактеризована коэф. $\beta = 2^{D_\beta - 3}$, равным отношению объёма вновь образующихся вихрей с масштабом $l_{n+1} \sim 2^{-n-1} l_0$ к объёму исходного вихря с масштабом $l_n \sim 2^{-n} l_0$, где l_0 — характерный масштаб всего течения. Это приводит к следующему выражению для структурной ф-ции:

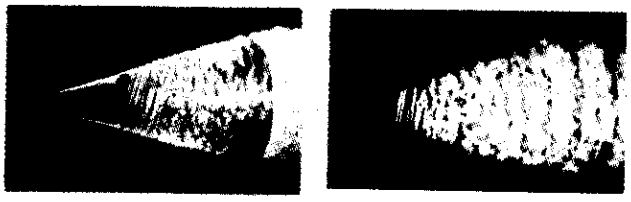
$$\langle |\Delta u|^p \rangle \sim l^{\xi_p} r; \quad \xi_p = \frac{p(D_\beta - 2)}{3} + (3 - D_\beta),$$

где D_β — фрактальная размерность (см. *Фракталы*) области, занятой активными вихрями (естественно, речь идёт о фрактальной размерности, получающейся при «физ.» переходе к пределу при условии $l > l_d$). Хотя в этой модели (β-модель) свободный параметр D_β не определён, её точным следствием является линейная зависимость ξ_p от p, к-рая не подтверждается эксперим. данными для высших моментов. Это несоответствие снимается в мультифрактальной модели, в к-рой предполагается, что передача энергии от бо́льших масштабов к меньшим сосредоточена на множествах S_h с фрактальной размерностью $D(h)$, на каждом из к-рых в инерц. интервале также имеет место масштабная инвариантность, но со своим показателем h. Фрактальная картина Т. хорошо видна, напр., на рис. 6, 7.

Структурный подход. Основы структурного подхода были заложены Л. Ричардсоном (L. Richardson, 1922), предложившим каскадную модель передачи энергии от круп-



Рис. 7. Двумерное сечение струи, визуализированной красителем, флуоресцирующим в поле лазерного излучения. Число Рейнольдса $Re = 4 \cdot 10^3$, изображённая область простирается от $8d$ до $24d$ (d — диаметр струи) (K. R. Sreenivasan, 1991).



а *б*

Рис. 8. Развитие турбулентности из спиральных вихрей, формирующихся в пограничном слое при обтекании вращающегося конуса: *а*) $U = 1{,}7$ м/с; $n = 670$ об/мин; *б*) $U = 1{,}0$ м/с; $n = 1200$ об/мин. Здесь U — скорость набегающего потока, n — частота вращения (R. Kobayashi, L. Kohama, M. Kurosawa, 1983).

ных вихрей к мелким. В его модели при $Re = Ul_0/\nu$ исходное течение является неустойчивым (здесь U — скорость течения, l_0 — его характерный глобальный масштаб). Развитие неустойчивости ведёт к его разрушению и образованию вихрей с размерами $l_1 < l_0$ и скоростями $u_1 < U$. Поэтому число Рейнольдса $Re_1 = u_1 l_1/\nu$, рассчитанное для вновь образовавшихся вихрей, несколько меньше, чем $Re = Ul_0/\nu$. Но при достаточно больших числах Рейнольдса исходного течения Re_1 также достаточно велико, $Re_1 \gg 1$, и эти вихри также неустойчивы. Поэтому они преобразуются во вторичные вихри с размерами l_2 и скоростями u_2, меньшими, чем l_1 и u_1, и т. д. Этот процесс рождения вихрей идёт до тех пор, пока число Рейнольдса, рассчитанное по размерам и скорости на n-ом шаге каскада, не станет примерно равным критическому Re_c, при к-ром вихри устойчивы и диссипируют из-за вязкости.

Совр. структурный подход к Т. основан на экспериментах, обнаруживших волны Толлмина — Шлихтинга (как проявление неустойчивости в переходном течении) [Г. Шубауэр, Г. Скрэмстед (G. Schubauer, H. Skramstad), 1948]; неоднородности завихрённости в однородных изотропных турбулентных течениях (Дж. Бэтчелор, А. Таунсенд, 1949); турбулентные пятна Г. Эммонса (H. Emmons, 1951); структуры в пристеночных сдвиговых течениях [С. Клайн, П. Ранстедлер (S. Kline, P. Runstadler), 1959]; структуры в турбулентных сдвиговых слоях [Дж. Браун и А. Рошко (G. Brown, A. Roshko), 1974]. В нек-рых течениях (конвекция в подогреваемом снизу плоском слое, течение между вращающимися цилиндрами) при потере устойчивости однородного состояния спонтанно, т. е. без внешнего организующего воздействия, возникают упорядоченные структуры в виде разл. рода решёток (см., напр., рис. 2). Дальнейшее увеличение степени неравновесности среды приводит к усложнению (также спонтанному) индивидуальных структур или к появлению дефектов в упорядоченной решётке через последовательную цепочку бифуркаций. При этом ячейки являются настолько устойчивыми образованиями, что идентифицируются как в переходном, так и в турбулентном режимах, а пространственно-временной беспорядок связан с хаотич. движением дефектов на фоне упорядоченной решётки или (при дальнейшем увеличении надкритичности) самих структур.

Мелкомасштабная Т., возникающая в результате последовательного каскада большого числа пространственных и временны́х бифуркаций, приводящих к полному разрушению первичных структур, в конце концов оказывается устроенной настолько сложным образом, что идентифицировать структуры можно не во всяких течениях. Это можно сделать, напр., в сильно неоднородных и анизотропных течениях, когда на топологию структур существенно влияют динамич. и кинематич. ограничения, связанные с геометрией потока. Примерами подобных структур могут служить продольные вихри в сдвиговых течениях, генерируемые вблизи седловых точек поля скорости крупномасштабных структур, рябь и «подковы» на спиральных вихрях при обтекании вращающихся тел (рис. 8). Такие структуры обнаруживаются не только в области перехода, но и в полностью развитом турбулентном течении. Интересна с этой точки зрения структура пограничного слоя на плоской пластине — значит, часть её трёхмерной завихрённости сосредоточена в мелкомасштабных «шпилькообразных» вихрях, к-рые сносятся потоком примерно с одинаковой скоростью и сравнительно слабо взаимодействуют друг с другом.

В полностью развитых турбулентных течениях наблюдаются также и упорядоченные крупномасштабные структуры (КС) на фоне мелкомасштабной Т. Можно выделить два механизма, приводящих к их возникновению. В простейшем случае — это результат вторичной неустойчивости турбулизованного ср. течения (КС в турбулентных сдвиговых слоях, струях, в следе за плохо обтекаемыми телами при больших числах Рейнольдса и т. п.). Более нетривиальна генерация крупномасштабного поля завихрённости непосредственно (даже в отсутствие неоднородности ср. течения) мелкомасштабной Т. (это явление наз. также вихревым динамо). При этом передача энергии от мелких масштабов к более крупным возможна при достаточной степени анизотропии течения. Кроме анизотропии, на обратный каскад передачи энергии влияют также гиротропность мелкомасштабной турбулентности и сжимаемость жидкости.

Динамический подход. Для любой Т. (гидродинамической, плазменной и т. п.) фундаментальным является вопрос, каким способом нелинейное поле переходит в неупорядоченное, случайное движение, не зависящее от неконтролируемых флуктуаций и внеш. шумов. Этот вопрос оставался в стороне как при статистическом, так и в структурном подходах. Первые попытки объяснить неупорядоченное, хаотич. течение с чисто динамич. позиций были предприняты Л. Д. Ландау (1944) и Е. Хопфом (E. Hopf, 1948). В их модели усложнение течения происходит за счёт развития иерархии неустойчивостей с несоизмеримыми временными масштабами. Поле скорости оказывается тем более неупорядоченным, чем большее число возбуждений с несоизмеримыми масштабами участвует в его формировании. Автокорреляц. ф-ция поля скорости такого течения быстро спадает, а обнаружить регулярность можно лишь наблюдая процесс в течение времени, большего, чем время возврата Пуанкаре (см. *Пуанкаре теорема*) $T_{\circlearrowright} \exp(\alpha N)$ ($\alpha \sim 1$, N — число возбуждений с независимыми частотами ω_j, $j = 1, 2, \ldots$). Образом такой Т. является аттрактор в виде незамкнутой намотки на многомерном торе. Подобный аттрактор, однако, как показал последующий анализ Д. Рюэля и Ф. Такенса (D. Ruelle, F. Takens, 1971), является структурно неустойчивым, т. е. он разрушается при малом изменении параметров системы. Это означает, что такое сложное квазипериодич. течение, как правило, реализоваться не может.

Принципиальное изменение представлений о природе Т. произошло после открытия феномена динамич. хаоса — случайного поведения полностью детерминированных систем. Образом случайного движения динамич. системы является *странный аттрактор*. Странный аттрактор — притягивающее множество траекторий, среди к-рых все (или почти все) являются неустойчивыми (седловыми) — может возникнуть после небольшого числа бифуркаций в фазо-

вом пространстве даже весьма простых течений. Наиб. известный пример — конвекция в подогреваемой тороидальной полости, расположенной в вертикальной плоскости. Образом хаотич. колебаний вращат. движения жидкости внутри такой полости служит странный аттрактор — аттрактор Лоренца. По совр. представлениям, в фазовом пространстве для ур-ний Навье — Стокса при определ. условиях должен существовать странный аттрактор, движение по к-рому соответствует режиму установившейся Т.

Наиб. успехи в использовании динамич. подхода достигнуты при исследовании перехода от ламинарного к хаотическому во времени течению жидкости. Наиб. распространённые сценарии перехода к хаосу в простых ситуациях (течение Тейлора — Куэтта между вращающимися цилиндрами, термоконвекция) — это: разрушение квазипериодич. движений; перемежаемость; бесконечная последовательность удвоений периода. В экспериментах наблюдаются и более сложные сценарии, однако обнаружение именно этих канонич. сценариев в реальных течениях обосновало справедливость представлений о динамич. характере процессов в области перехода к Т. Эти же сценарии обнаружены и в численных экспериментах с полными [точнее, моделируемыми на компьютере с достаточно большим числом ($\geqslant 10^6$) ячеек сетки] ур-ниями Навье — Стокса при числах Рейнольдса $Re \sim 10^3 \div 10^4$.

Применимость теории динамич. хаоса к описанию возникновения Т. обосновывается не только характером бифуркаций течения, предшествующих возникновению беспорядка, но и тем, что непосредственно по наблюдаемым данным удаётся восстановить странный аттрактор за точкой перехода. Идеи обработки хаотич. сигналов с целью диагностики их происхождения и воспроизведения аттрактора соответствующей динамич. системы были высказаны Такенсом (1981) и впервые реализованы в экспериментах с течением Тэйлора — Куэтта и с термоконвекцией в замкнутой полости [Дж. Голлаб, Х. Суинни (J. Gollub, H. Swinney), 1983]. Эти эксперименты подтвердили, что хаосу вблизи точки перехода действительно соответствует странный аттрактор малой размерности. Существенно, что для определения размерности течения необязательно восстанавливать аттрактор. В 1983 Р. Грассбергер (R. Grassberger) и И. Прокачиа (I. Procaccia) предложили процедуру измерения размерности непосредственно по наблюдаемому сигналу.

В рамках динамич. подхода удаётся объяснить и происхождение пространственно-неупорядоченного движения. При этом исходным является тот очевидный для теории динамич. систем факт, что движение индивидуальных жидких элементов, удовлетворяющее ур-нию $d\boldsymbol{x}/dt = \boldsymbol{u}(\boldsymbol{x}, t)$, где $\boldsymbol{u}(\boldsymbol{x}, t)$ — поле скорости, удовлетворяющее ур-нию Навье — Стокса, может быть хаотическим, даже если скорость $\boldsymbol{u}(\boldsymbol{x}, t)$ регулярна. Такое неупорядоченное движение обычно называют лагранжевой Т. При подходящих условиях в системе, к-рая демонстрирует лагранжеву Т., может развиться и Т. поля скорости. В частности, полевые ур-ния (не только гидродинамические) в ряде случаев могут быть преобразованы (без приближений) в многочастичную задачу для нек-рого класса решений. Роль частиц здесь играют особенности самого поля или сформированные им локализованные структуры, напр. вихри. Хаотич. движение таких частиц и есть, собственно, пространственно-временной беспорядок.

В периоды своего возникновения и развития разл. подходы — статистический, структурный и динамический — представлялись их сторонниками единственно приемлемыми для описания феномена Т. Поэтому они развивались параллельно и практически независимо. Результаты, полученные в каждом из них, зачастую относились к разл. задачам и отвечали на вопросы, возникающие в качественно разл. эксперим. ситуациях. Эти подходы складываются в единую теорию Т., и уже кажется удивительным, что их автономия просуществовала столь долго.

Проявления турбулентности. Т. относится к наиб. распространённым в природе и в техн. устройствах явлениям. Масштабы Т. простираются от космического до порядка длины световой волны. Турбулентными, в частности, являются: течение воды в реках, морях, океанах и в кровеносных сосудах; межзвёздные газовые туманности; струи реактивных двигателей и газовых горелок; общая циркуляция атмосферы планет, недр звёзд; конвективные потоки в жилых помещениях. Т. также возникает при движении гребных винтов, турбин, летательных аппаратов и биол. объектов; при протекании как медленных, так и быстрых (горение, взрыв) хим. реакций; в космич. и лаб. плазме. Будучи порождённой нек-рыми процессами и движениями, Т., в свою очередь, оказывает существенное влияние на их протекание и состояние среды в целом благодаря её свойству интенсифицировать перенос кол-ва движения и вещества. В частности, Т. атмосферы играет осн. роль в процессах переноса тепла и влаги с поверхности суши и океана, определяя тем самым её состояние и изменения погоды. Существенна её роль и для др. процессов, непосредственно не связанных с Т. Так, напр., возникающие в ней случайные поля темп-ры, плотности, давления, влажности и т. п. влияют на распространение эл.-магн. и акустич. волн. Это приводит к ряду интересных эффектов, играющих, с точки зрения деятельности человека, как отрицат. роль (в частности, для оптич. астрономии и радиоастрономии), так и положительную (напр., способствуя более надёжной радиосвязи, уменьшая область тени благодаря диффузному рассеянию коротких эл.-магн. волн).

Интенсивная Т. не только рассеивает волны, но и сама является их источником: электромагнитных — в плазме, внутренних — в океане, акустических — в сжимаемой среде. Излучённые поля содержат информацию о Т. и могут быть использованы для её диагностики. Процессы генерации волн турбулентными движениями среды представляют и практич. важность; напр., уровень акустич. излучения реактивных двигателей летательных аппаратов настолько высок, что учитывается при их коммерч. оценке.

В гидродинамике наиб. важным, с практич. точки зрения, является влияние Т. на сопротивление движущихся тел, к-рое под её влиянием может как увеличиваться, так и уменьшаться. Для хорошо обтекаемых (удлинённых вдоль набегающего потока) тел осн. вклад даёт сопротивление трения, к-рое является равнодействующей касательных напряжений и поэтому после перехода к турбулентному режиму возрастает из-за большего переноса кол-ва движения Т. Для плохо обтекаемых тел (типа поперечно обтекаемого цилиндра) большую роль играет сопротивление давления, являющееся равнодействующей давления на поверхность и обычно уменьшающееся после турбулизации течения. Это наряду с исследованиями свойств развитой Т. и методов расчётов турбулентных течений порождает и другую практически важную задачу — управление переходом к Т.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Гидродинамика, 4 изд., М., 1988; Монин А. С., Яглом А. М., Статистическая гидромеханика. Механика турбулентности, ч. 1—2, М., 1965—67; Цытович В. Н., Теория турбулентной плазмы, М., 1971; Турбулентность. Принципы и применения, под ред. У. Фроста, Т. Моулдена, пер. с англ., т. 1, М., 1980; Вихри и волны, пер. с англ., М., 1984; Рабинович М. И., Сущик М. М., Регулярная и хаотическая динамика структур в течениях жидкости, «УФН», 1990, т. 160, с. 3; Sreenivasan K. R., Fractals and multifractals in fluid turbulence, «Ann. Rev. Fluid Mech.», 1991, v. 23, p. 539.

М. И. Рабинович, М. М. Сущик.

ТУРБУЛЁНТНОСТЬ ПЛА́ЗМЫ — хаотическое, детально невоспроизводимое пространственно-временно́е изменение параметров плазмы, неустойчивой относительно возбуждения сразу многих её степеней свободы (колебаний, волн и вихрей разл. типов) до уровня, заметно выше теплового. В отличие от обычных, тоже нерегулярных, флуктуаций вблизи устойчивого термодинамич. равновесия для Т. п. характерно именно наличие в плазме неустойчивости, т. е. избыточной свободной энергии, вводимой в неустойчивые моды (степени свободы) внеш. источниками, граничными или начальными условиями. За счёт нелинейных взаимодействий эта энергия перераспределяется между всеми модами и возмущениями разл. пространств. масштабов и диссипирует в тепло за счёт вязкости, резистивности

и пр., достигая быстрозатухающих мод. В этом отношении Т. п. сходна с турбулентностью жидкости или газа, но обладает вследствие кулоновского взаимодействия частиц гораздо большим разнообразием возможных форм движения, особенно при наличии магн. поля. В соответствии с типом преобладающих мод и движений плазмы выделяют Т. п. магнитогидродинамическую (МГД), ленгмюровскую, дрейфовую и др.

МГД турбулентность представляет собой широко распространённый вид Т. п. в условиях, когда при движении проводящего газа существенна роль магн. поля. В природных условиях МГД Т. п. развивается, когда геом. масштабы плазмы не очень малы, так что магн. поле является слабозатухающим и при движении плазмы оно как бы «вморожено» в неё (см. *Вмороженность магнитного поля*). Явление вмороженности описывается ур-нием

$$\partial \boldsymbol{B}/\partial t = \mathrm{rot}\,[\boldsymbol{v}\boldsymbol{B}],$$

где $\boldsymbol{B}$ и $\boldsymbol{v}$ — соответственно векторы напряжённости магн. поля и скорости течения плазмы. Несмотря на малость диссипативных эффектов в подавляющей части объёма, занятого МГД течением, они принципиально важны в т. н. *X*-точках — в местах пересечения магн. силовых линий, перемещаемых и деформируемых потоком плазмы. В этих точках происходит *пересоединение* магн. силовых линий с соответствующим изменением топологич. характеристик магн. поля.

МГД течения характерны прежде всего для *космической плазмы*. Как своеобразную МГД Т. п. можно рассматривать движение межзвёздных облаков, а более компактными объектами с МГД Т. п. могут служить остатки оболочек сверхновых звёзд, напр. *Крабовидная туманность*. В лаб. условиях МГД Т. п. наблюдается в установках для магн. удержания высокотемпературной плазмы: *токамаках*, *стелларато́рах* и пинчах, стабилизированных продольным магн. полем. В токамаках и стелларато́рах интенсивная МГД Т. п. возникает на периферии плазменных тороидов; в более глубоких слоях, где темп-ра плазмы и её электропроводность очень высоки, МГД Т. п. модифицируется в т. н. дрейфовую Т. п.

Дрейфовая Т. п. представляет собой хаос из дрейфовых волн конечной амплитуды, т. е. таких возмущений, в к-рых плазма ведёт себя как двухжидкостная среда с разным движением электронов и ионов в достаточно сильном магн. поле (см. *Дрейфовые неустойчивости*). В этом случае смещение частиц поперёк магн. поля на расстояния, бо́льшие соответствующих ларморовских радиусов, вызывается дрейфом их ларморовских орбит под действием электрич. поля и сил газокинетич. давления плазмы. Дрейфовую Т. п. обычно описывают не полной системой ур-ний *двухжидкостной гидродинамики плазмы*, а её более простыми следствиями, основанными на решении ур-ний поперечного движения электронов в дрейфовом приближении. В простейшем модельном описании дрейфовой Т. п. используется приближённое решение ур-ния продольного (вдоль сильного магн. поля) движения электронов в виде их больцмановского распределения в продольном электрич. поле плазмы. В этом случае динамика дрейфовой Т. п. полностью определяется поведением электрич. потенциала плазмы φ и описывается ур-нием

$$\frac{\partial}{\partial t}(\Delta\varphi - \varphi) + [\nabla\varphi\nabla(\Delta\varphi - \ln n_0]_z = 0, \qquad (1)$$

где n_0 — плотность невозмущённой пространственно неоднородной плазмы, а пространств. переменные в операторах ∇ и Δ нормированы на ларморовский радиус ионов. Ур-ние (1) позволяет рассчитывать не только спектр и др. статистич. характеристики дрейфовой Т. п., но описывает также и регулярные структуры в виде дрейфовых вихрей и *солитонов* в плазме. Ур-ние (1) используется не только в теории плазмы, но и при описании многих др. явлений природы; напр., существует аналогия между дрейфовой турбулентностью в плазме и турбулентностью волн Россби в атмосферах и океанах планет. В основе аналогии, роднящей Большое Красное Пятно в атмосфере Юпитера и дрейфовые вихри в плазме токамака, лежит схожесть проявления силы Кориолиса во вращающейся планетной атмосфере и магн. части силы Лоренца в плазме. Как и атм. турбулентность, дрейфовая Т. п. играет заметную роль в явлениях переноса, приводя к усиленным потокам частиц и тепла поперёк сильного магн. поля. Существует много диссипативных механизмов возбуждения дрейфовой Т. п., в т. ч. связанных с взаимодействием волн с быстрыми частицами, инжектируемыми извне или генерируемыми в плазме с помощью дополнит. нагрева.

Ленгмюровская турбулентность может развиваться в плазме без магн. поля и связана с возбуждением самой простой моды колебаний в виде смещения электронов относительно ионов (плазменные колебания). При очень малой амплитуде смещения — это линейные *ленгмюровские волны*. Однако при увеличении амплитуды ленгмюровских волн очень быстро возникают нелинейные эффекты. А именно, вследствие небольшого смещения ионов возникает *модуляционная неустойчивость*, приводящая к появлению сгустков ленгмюровских волн — солитонов. Эти солитоны оказываются неустойчивыми по отношению к самосжатию до таких малых размеров (коллапс ленгмюровских волн), что их энергия может переходить в энергию ускоряемых электронов. Перечисленные выше и многие др. эффекты, обнаруживаемые в развитой ленгмюровской Т. п., описываются ур-ниями Захарова, к-рые следуют из ур-ний двухжидкостной динамики плазмы при явном выделении в электронном отклике адиабатической ионной части.

Ленгмюровская Т. п. представляет собой один из простейших примеров сугубо плазменной турбулентности. Для её развития существенно движение как электронов, так и ионов. При наличии магн. поля может развиваться чисто электронная ветвь колебаний при неподвижных ионах — т. н. *геликоны* (или свисты), генерируемые в магнитосфере Земли в результате развития циклотронной неустойчивости или под действием электрич. атм. разрядов. Геликоны наблюдаются и в полупроводниковой плазме. Др. случай движения электронов при неподвижных ионах, важный для физики плазменных диодов и размыкателей, а также для микро- и *Z*-пинчей, связан с нелинейной динамикой тока в плазме под действием внешнего и собственного, порождённого током, магн. поля. Вся эта группа эффектов, в т. ч. и турбулентность соответствующего типа, рассматривается в рамках т. н. электронной *магнитной гидродинамики* (ЭМГ).

Ионно-звуковая турбулентность плазмы. В плазме возможны также турбулентные движения, очень похожие на обычную турбулентность в газе. Для этого в ней должны быть возбуждены до нелинейного уровня акустич. ветви колебаний, напр. ионный звук, возбуждаемый током электронов, имеющих скорость выше нек-рого критич. значения. Ионно-звуковая Т. п. представляет собой хаос из нелинейно взаимодействующих ионно-звуковых волн. Многие существенные нелинейные свойства таких волн описываются *Кадомцева — Петвиашвили уравнением*:

$$\frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{\partial\varphi}{\partial t} + \varphi\frac{\partial\varphi}{\partial z} + \frac{\partial^3\varphi}{\partial z^3}\right) = -\Delta_\perp\varphi,$$

к-рое обобщает *Кортевега — де Фриса уравнение* на случай слабонеоднородных волн. Здесь φ — электрич. потенциал плазмы, z — координата вдоль направления распространения волны, $\Delta_\perp$ — оператор Лапласа в поперечной плоскости (все переменные безразмерны). Интересным проявлением ионно-звуковой Т. п. служит *аномальное сопротивление* плазмы, возникающее в ней, поскольку в процессе накачки ионно-звуковой Т. п. электроны передают свой импульс звуковым волнам.

Возможные типы Т. п. не исчерпываются приведёнными выше примерами. Однако при всём разнообразии Т. п. подчиняется довольно общим закономерностям и складывается из универсальных процессов нелинейного взаимодействия волн, вихрей и частиц. Это взаимодействие фор-

мирует вид распределения энергии турбулентных пульсаций (спектр турбулентности) и др. корреляц. характеристики. Если взаимодействие пульсаций является определяющим, то говорят о сильной турбулентности, если же оно слабо изменяет их спектральные характеристики, то имеет место слабая турбулентность.

Слабая турбулентность может развиваться в условиях, когда возбуждается много волн небольшой амплитуды в среде с дисперсией. В результате взаимодействия таких волн их фазы сбиваются, так что становится применимым приближение хаотич. фаз. Процессы взаимодействия волн можно также представить в виде разложения по степеням соответствующих нелинейных членов. Наинизший порядок по амплитуде взаимодействия описывается т. н. квазилинейным приближением (см. *Квазилинейная теория плазмы*), когда учитывается только индуцированное черенковское излучение и поглощение волн резонансными частицами, скорость к-рых близка к фазовой скорости соответствующей волны (при наличии магн. поля сюда добавляется ещё излучение и поглощение на гармониках циклотронной частоты с учётом нормального или аномального эффекта Доплера). Однако в квазилинейном приближении пренебрегают взаимодействием между волнами (т. е. поток энергии по спектру отсутствует), поэтому оно является недостаточным для описания действительно турбулентных процессов. В следующем порядке — *возмущений теории* — учитываются процессы, квадратичные по интенсивности волн, приводящие к перекачке энергии по спектру: индуцированное рассеяние волн на частицах и трёхволновые процессы типа слияния двух волн в одну и распада одной волны на две. Чтобы соответствующие процессы имели место, должны выполняться резонансные условия распада в виде равенств

$$\omega_1=\omega_2+\omega_3,\ \boldsymbol{k}_1=\boldsymbol{k}_2+\boldsymbol{k}_3,$$

где ω_i — частоты, $\boldsymbol{k}_i$ — волновые векторы плоских взаимодействующих волн. Эти условия выполнимы не для всех типов волн в плазме (напр., не выполняются для волн, фазовая скорость к-рых убывает с увеличением волнового вектора), поэтому важными могут оказаться четырёхволновые процессы, учитываемые в более высоком порядке разложения по интенсивности волн и представляющие собой рассеяние волн на волнах (см. *Нелинейные явления в плазме*). В слабой турбулентности для описания вышеназванных процессов, по аналогии с квантовой механикой, вводится понятие о квазичастицах — *плазмонах* с импульсом $\hbar\boldsymbol{k}_i$ и энергией $\hbar\omega_i$. Число плазмонов $N_{\boldsymbol{k}}$ в единице объёма в интервале волновых векторов от $\boldsymbol{k}$ до $\boldsymbol{k}+d\boldsymbol{k}$ пропорционально спектральной ф-ции $I_{k\omega}$, описывающей распределение энергии пульсаций по спектру турбулентности. В слабой турбулентности частотная зависимость $I_{k\omega}$ близка к δ-образной. В этом случае $N_{\boldsymbol{k}}$ описывается кинетическим ур-нием волн вида

$$\frac{\partial N_{\boldsymbol{k}}}{\partial t}+(\boldsymbol{v}_g\nabla)N_{\boldsymbol{k}}=N_{\boldsymbol{k}}\int v_{\boldsymbol{k},\boldsymbol{k}_1}N_{\boldsymbol{k}_1}\,d\boldsymbol{k}_1+\int w_{\boldsymbol{k}_1\boldsymbol{k}_2}N_{\boldsymbol{k}_1}N_{\boldsymbol{k}_2}\,d\boldsymbol{k}_1\,d\boldsymbol{k}_2. \quad (2)$$

Здесь матричные элементы $v_{\boldsymbol{k},\boldsymbol{k}_1}$ и $w_{\boldsymbol{k}_1\boldsymbol{k}_2}$ и групповая скорость плазмонов $\boldsymbol{v}_g=\partial\omega_{\boldsymbol{k}}/\partial\boldsymbol{k}$ выражаются через компоненты тензора диэлектрич. проницаемости плазмы и фактически содержат информацию о природе рассматриваемых волн. Выражения для матричных элементов получаются в результате последовательных итераций поправки к ф-ции распределения частиц по скоростям и в виде отклика на турбулентные пульсации эл.-магн. поля.

Сильная турбулентность. При увеличении амплитуды пульсаций взаимодействие волн усиливается, матричные элементы взаимодействия растут и происходит уширение спектра колебаний по частоте, так что зависимость $I_{k\omega}$ от частоты нельзя считать близкой к δ-функции. В таком случае имеет место сильная турбулентность, для описания к-рой кинетич. ур-ние для волн (2) уже не подходит. Существуют разные методы рассмотрения сильной турбулентности. Большинство из них основано на идее перенормировки. Одним из таких подходов является приближение слабой связи, сходное с приближением прямого взаимодействия в теории гидродинамич. турбулентности.

Приближение слабой связи. Главным в этом приближении является нахождение перенормированного (т. е. заранее учитывающего эффекты нелинейного взаимодействия волн в виде дополнит. коэф. «коллективного» затухания) отклика отдельной волны при её взаимодействии сразу со всеми волнами. Схематично процедуру такой перенормировки можно представить на примере модельного ур-ния, типичного для описания плазменной турбулентности:

$$(\omega-\omega_{\boldsymbol{k}})C_{k\omega}=\int v_{k\omega,\,k_1\omega_1}C_{k_1\omega_1}C_{k-k_1,\,\omega-\omega_1}\,dk_1\,d\omega_1. \quad (3)$$

Здесь $C_{k\omega}$ характеризует амплитуду волн, $v_{k\omega,\,k_1\omega_1}$ — матричный элемент взаимодействия, $\omega_{\boldsymbol{k}}$ — собств. частота волны, следующая из линейного дисперсионного соотношения. Интегральный оператор взаимодействия в правой части (3) наряду с др. эффектами описывает нелинейное затухание волны, т. е. содержит члены, пропорциональные её амплитуде $\eta_{k\omega}C_{k\omega}$ ($\eta_{k\omega}$ — декремент коллективного затухания, к-рый и надо определить). Добавляя явно эти члены в левую и правую части ур-ния (3) и итерируя затем правую часть (см. *Итераций метод*), считая её малой (гл. эффект в ней как бы вычтен), приходим к системе двух ур-ний для спектра $I_{k\omega}\propto|C_{k\omega}|^2$ и перенормированного пропагатора $S_{k\omega}=(\omega-\omega_{\boldsymbol{k}}+\eta_{k\omega})^{-1}$ в виде

$$I_{k\omega}=0{,}5\,|S_{k\omega}|^2\int|v_{k\omega,\,k_1\omega_1}|^2I_{k_1\omega_1}I_{k-k_1,\,\omega-\omega_1}\,d\boldsymbol{k}_1\,d\omega_1, \quad (4)$$

$$S_{k\omega}=S^0_{k\omega}-S^0_{k\omega}S_{k\omega}\int v_{k\omega,\,k_2\omega_2}v_{k_2\omega_2,\,k\omega}S_{k_2\omega_2}I_{k_1\omega_1}\,d\boldsymbol{k}_1\,d\omega_1, \quad (5)$$

где $\boldsymbol{k}_2=\boldsymbol{k}-\boldsymbol{k}_1$, $\omega_2=\omega-\omega_1$, а $S^0_{k\omega}=(\omega-\omega_{\boldsymbol{k}})^{-1}$ есть пропагатор (ф-ция Грина отклика плазмы на внеш. воздействие) в линейном приближении. Интегрирование в (4), (5) проводится по всем возможным волнам, что приводит к переоценке взаимодействия волн с сильно отличающимися волновыми векторами и как следствие к неверным (расходящимся) спектрам турбулентности. На самом деле сильно разномасштабные волны слабо взаимодействуют друг с другом, не приводя к перекачке энергии по спектру, а лишь смещая более коротковолновый пакет в пространстве практически без его искажения. Учесть это можно, напр., введя подгоночный параметр обрезания ξ и ограничиваясь в (4), (5) интегрированием только по волнам с волновыми векторами, отличающимися друг от друга не более чем в ξ раз. При этом характеристики спектра в широком диапазоне слабо зависят от значений ξ. Из двух ур-ний приближения слабой связи первое как следствие закона сохранения энергии (суммарная энергия не может измениться в процессе взаимодействия волн) является точным. Второе ур-ние для нелинейного отклика, описывающее особенности процесса перераспределения энергии по спектру, является приближённым. Существуют и др. способы получения ур-ния для нелинейного отклика, в частности вариационные, когда турбулентность также считается квазигауссовской, а ур-ние для отклика является следствием максимилизации энтропии системы при тех или иных ограничениях, т. е. является ур-нием Эйлера для вариац. задачи на условный экстремум. Известен также вариац. способ получения ур-ния непосредственно для $\eta_{k\omega}$ путём минимизации функционала ошибки при замене точного нелинейного ур-ния (3) ур-нием Ланжевена с δ-коррелированной случайной силой. Предсказываемые этими способами результаты (константа Колмогорова в спектре турбулентности несжимаемой жидкости и др.) хорошо согласуются с эксперим. данными.

Метод подобия. В случае сильной турбулентности важные результаты могут быть получены в рамках феноменологич. методов, одним из к-рых является метод подобия, или размерностный анализ, применённый, напр., А. Н. Колмогоровым и А. М. Обуховым при изучении спектра пульсаций в турбулентной жидкости.

В плазме использование анализа размерностей осложнено одновременным наличием неск. характерных размеров и времён, из к-рых можно составить неск. безразмерных

комбинаций в виде числовых параметров (напр., число Рейнольдса и т. п.). В этом случае размерностный анализ приводит к результатам, содержащим произвольные ф-ции от этих параметров. Тем не менее даже при такой высокой степени произвола размерностный анализ оказывается полезным, напр. при получении скейлинговых зависимостей времени удержания термоядерной плазмы от параметров установок.

Один из широко распространённых методов оценки коэф. переноса в плазме, напр., следующий. По аналогии с броуновским движением частицы считается, что в турбулентном течении регулярное, или скоррелированное, смещение элементарного объёма плазмы происходит лишь в течение короткого отрезка времени τ, после чего происходит «сбой фазы», а предыдущая история смещений забывается. Др. словами, τ есть время корреляции поля турбулентной скорости. За это время элемент плазмы смещается на нек-рый характерный размер r (длина корреляции), зависящий от интенсивности турбулентных пульсаций скорости и типа скоррелированного движения (оно может быть сложным, напр. не прямолинейным, а круговым в виде ларморовской орбиты заряж. частицы в магн. поле и т. д.). Из двух пространственно-временных корреляц. характеристик поля турбулентной скорости r и τ можно составить единственную комбинацию с размерностью коэф. диффузии $D \sim r^2/\tau$. Для оценок величин r и τ пользуются след. соображениями. Если турбулентность не очень сильная и связана с неустойчивостью к.-л. колебаний или волн, то в ней ещё имеют смысл собственные моды и собственные числа соответствующего линейного (по амплитуде волн) приближения, в частности *инкремент* γ и волновое число k наиб. неустойчивой волны. За время развития неустойчивости, пропорциональное $1/\gamma$, наступает нелинейный режим, завершающийся «опрокидыванием» волны. По аналогии с волнами на поверхности жидкости амплитуду волны в момент её опрокидывания и, следовательно, величину смещения элементов плазмы r полагают пропорциональными длине волны, т. е. $1/k$. Момент опрокидывания естественно считать моментом «сбоя фазы», т. е. $\tau \sim 1/\gamma$. Тогда получается известная оценка $D \sim \gamma/k^2$, справедливая при не очень высокой амплитуде турбулентных пульсаций. В сильной турбулентности характер зависимости D от амплитуды пульсаций существенно меняется, и приходится пользоваться процедурой перенормировки, напр. как в приближении слабой связи, заранее учитывая *турбулентную диффузию* в траекториях элементарных объёмов плазмы. Сложность процессов переноса в сильной турбулентности связана ещё и с их возможной недиффузионностью, когда ср. квадрат смещения l^2 пропорционален не t, а t^{ν}, с ν, отличным от $^1/_2$. Подобная ситуация возникает при наличии в турбулентной плазме скоррелированных структур в виде «рек» с $\nu = 1$, попав в к-рые элемент плазмы совершает т. н. полёты Леви. В сочетании с действительно диффузионным переносом в остальной «хаотической» части турбулентного течения это приводит к разл. значениям показателя степени ν, к-рые оцениваются методами теории перколяции (просачивания или проникновения). Примером перколяции в плазме служит поведение силовых линий магн. поля с хаотич. компонентой. Почти безынерционные электроны плазмы могут очень быстро смещаться вдоль силовой линии, так что существуют условия, когда электронный перенос полностью определяется перколяц. характеристиками магн. поля.

Др. пример феноменологич. подхода к изучению Т. п., в частности турбулентного переноса, связан с введением понятия длины перемешивания. Под длиной перемешивания $l_п$ обычно понимают ср. длину взаимного проникновения элементов плазмы (или жидкости) в турбулентном течении. Если рассматривается турбулентный перенос нек-рой усреднённой по турбулентным пульсациям величины A вдоль направления её градиента и если этот градиент влияет на амплитуду турбулентных пульсаций (напр., является причиной раскачки неустойчивости), то можно предполагать, что и коэф. турбулентного переноса также зависит от величины градиента $|\nabla A|$.

Самоорганизация в плазме. Т. п. очень часто включает в себя как чисто хаотич. тип движения, так и набор разл. самоорганизованных структур, возникающих из хаоса и на его фоне в процессе нелинейного взаимодействия разл. колебаний, волн, вихрей. Наличие такого взаимодействия и, следовательно, перекачки энергии по фазовому пространству системы — непременное и интуитивно понятное условие *самоорганизации*. Однако не всякое регулярное течение и (или) равновесие плазмы, возникшее в результате эволюции первоначально хаотич. состояния, следует рассматривать как самоорганизованное. Примером служит система невзаимодействующих линейных волн, каждая из к-рых характеризуется своим временем жизни либо инкрементом нарастания. Даже при хаотич. начальном распределении параметров спустя достаточное время в такой системе будет доминировать лишь одна, наиболее неустойчивая либо долгоживущая, волна, воспринимаемая как довольно регулярная структура. Между тем ясно, что такая эволюция не является процессом самоорганизации, в к-ром хаотич. и регулярная компоненты принципиально связаны друг с другом. Эту связь грубо, но наглядно можно представить как перераспределение энтропии между разл. областями фазового пространства системы. Самоорганизация (локальное уменьшение энтропии) в одной группе параметров и масштабов сопровождается дезорганизацией (ростом энтропии) в других на фоне общего возрастания энтропии вследствие всегда реально присутствующей диссипации. Подобная трактовка характерна для целого ряда т. н. энтропийных подходов к явлению самоорганизации, когда считается, что турбулентное течение эволюционирует к состоянию с максимальной полной энтропией при условии сохранения к.-л. интегральных характеристик. Это означает максимально возможную потерю информации о нач. состоянии системы, но всё же при условии запоминания нек-рых её свойств. То, что система «о себе помнит», математически формулируется как соответствующий закон сохранения (интеграл движения или идеальный инвариант). Наличие таких инвариантов определяет вид ф-ции распределения вероятности P нахождения системы в к.-л. состоянии (к.-л. точке фазового пространства) как результат решения соответствующей вариац. задачи на условный экстремум. В отсутствие интегралов движения максимизация энтропии приводит к равнораспределению, когда все состояния равновероятны. При сохранении только полной энергии системы максимум энтропии осуществляется при нормальном (гауссовском) распределении P. При более разнообразном наборе интегралов движения вид P может заметно отличаться от гауссовского, что, как известно, приводит к появлению долгоживущих крупномасштабных «самоорганизованных» структур. При этом P оказывается чувствительным к используемому набору инвариантов и возникает вопрос о правомерности сделанного выбора «существенных» интегралов движения. Большинство последних сохраняется лишь в отсутствие диссипации и не является, строго говоря, инвариантами в реальных течениях. Однако разрушение этих интегралов происходит разными темпами, на разных временных шкалах, что и позволяет классифицировать все возможные идеальные инварианты как долгоживущие («существенные») либо быстро разрушающиеся. Эволюцию турбулентности при этом естественно рассматривать как релаксацию к состоянию с мин. значением быстро распадающихся инвариантов при условии постоянства долгоживущих.

Успешным применением такого подхода к самоорганизации является теория Тейлора, объясняющая эффект генерации магн. поля в плазме с МГД турбулентностью. В идеальной сверхпроводящей плазме, как известно, сохраняются энергия $E_m = (1/8\pi)\int (\boldsymbol{B}\boldsymbol{B})\, d^3\boldsymbol{r}$ и спиральность $K_m = \int (\boldsymbol{A}\boldsymbol{B})\, d^3\boldsymbol{r}$ магн. поля, где $\boldsymbol{A}$ есть векторный потенциал, т. е. $\boldsymbol{B} = \mathrm{rot}\, \boldsymbol{A}$. Величина K_m характеризует топологию магн. силовых линий и может изменяться только в процессе их пересоединения. Если кол-во таких пересоединений в единице объёма не слишком велико, т. е. магн. поле не очень «запутано», то E_m диссипирует значительно быстрее, чем

K_m. Следовательно, релаксированное состояние плазмы характеризуется мин. значением E_m при постоянстве K_m. Соответствующая вариац. задача приводит к известной бессиловой конфигурации $\boldsymbol{B}=\alpha\,\mathrm{rot}\,\boldsymbol{A}$, где константа α находится по нач. значениям K_m и граничным условиям для плазмы. При определ. значениях K_m получается конфигурация с разным направлением магн. силовых линий на оси и на периферии плазменного тороида, что соответствует экспериментально наблюдаемой структуре магн. поля в пинчах с обращённым магн. полем.

Поскольку при классификации инвариантов как долгоживущих и быстро разрушающихся важны лишь относительные масштабы времени изменения интегральных характеристик плазмы, то совершенно не обязательно принимать в расчёт только идеальные интегралы движения. В качестве долгоживущего «инварианта» можно принимать физически осмысленную и обоснованную интегральную характеристику, лишь бы она действительно, по тем или иным причинам, поддерживалась постоянной или изменялась медленнее др. интегралов. Примером самоорганизации в таких условиях служит установление самосогласованных профилей плотности тока и давления в плазме токамака в широком диапазоне параметров разряда и условий ввода мощности в плазму. Если считать, что полный ток в разряде $J\propto\int jr\,dr$ (j — плотность тока) фиксирован хотя бы и внеш. причинами, тогда как полная энергия плазмы, магнитная и тепловая $E\propto\int[(1/2)B_\theta^2+p/(\gamma-1)]r\,dr$ (p — давление плазмы, γ — показатель адиабаты, B_θ — полоидальное магн. поле), диссипирует, то соответствующая вариац. задача приводит к «универсальному» профилю коэффициента запаса устойчивости $q(r)=1+(r/r_*)^2$, к-рый в грубых чертах согласуется с эксперим. наблюдениями.

К самоорганизованным состояниям относятся и двойные слои в ленгмюровской плазме. Они наблюдаются в ионосферной и космич. плазме в виде долгоживущих самоподдерживающихся пространств. скачков электростатич. потенциала с амплитудой значительно выше теплового уровня, а также в лаб. плазме электродных разрядов в виде *виртуальных катодов* внутри столба плазмы. Двойные слои возникают на нелинейной стадии неустойчивости ленгмюровских возмущений. Такие структуры часто сопровождаются образованием «дыр» в фазовом пространстве, т. е. областей, свободных от частиц. В фазовом пространстве одномерного движения кроме дыр могут существовать и др. когерентные структуры — клампы, похожие на вихри в обычной жидкости с захваченными в них частицами (см. *Солитон* в плазме). Зарождение и движение таких «вихрей» по фазовому пространству является важным моментом в динамике самоорганизованной турбулентности.

Лит.: Цытович В. Н., Теория турбулентной плазмы, М., 1971; Кадомцев Б. Б., Турбулентность плазмы, в сб.: Вопросы теории плазмы, под ред. М. А. Леонтовича, в. 4, М., 1964.

С. В. Базденков, Б. Б. Кадомцев.

ТУ́ШЕКА ЭФФЕ́КТ — появление сильного *внутрипучкового рассеяния* в *накопителях* заряж. частиц высоких энергий, приводящего к гибели частиц. В типичных для накопителей ситуациях поперечная темп-ра пучка велика по сравнению с продольной; при этом внутр. энергия, передаваемая из поперечных степеней свободы в продольную при близких столкновениях частиц пучка, может многократно превышать продольную энергию, а полная энергия частиц может превышать энергетич. апертуру накопителя, что приводит к гибели частиц. Условие выхода частиц из накопителя: $\gamma q>\Delta p_a$ при $q\leqslant p_\perp$, где q — передаваемая продольная составляющая импульса в системе центра масс, $p_\perp$ — поперечный импульс частицы перед столкновением, γ — лоренц-фактор пучка, $c\Delta p_a$ — энергетич. апертура. Время жизни пучка при наличии Т. э. определяется ф-лой

$$\tau_n\sim\frac{p\theta(\Delta p_a)^2}{2\pi(Ze)^4 mnL_c},\quad L_c\approx\ln(\gamma p\theta/\Delta p_a)\gtrsim 1,$$

где Ze, m, p, θ, n — заряд, масса, импульс, угл. разброс и концентрация частиц в пучке в лаб. системе.

Наблюдение Т. э. может служить способом контроля параметров пучка. Так, напр., вследствие спиновой зависимости упругого рассеяния на большие углы выход частиц из пучка зависит от их спинового состояния, что используется в накопителях электронов и позитронов для измерения поляризации пучков.

Лит.: Байер В. Н., Радиационная поляризация электронов в накопителях, «УФН», 1971, т. 105, в. 3, с. 441; Середняков С. И. [и др.], Изучение радиационной поляризации пучков в накопителе ВЭПП-2М, «ЖЭТФ», 1976, т. 71, с. 2025; Труды VII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, т. 1, Дубна, 1981.

Я. С. Дербенёв.

ТУШЕ́НИЕ ЛЮМИНЕСЦЕ́НЦИИ — возникновение безызлучательных потерь энергии, поглощённой в люминесцирующем веществе. Вследствие Т. л. энергетич. *выход люминесценции* меньше единицы.

Потери энергии в люминофоре обусловлены физ. и хим. процессами, приводящими в конечном счёте к нагреву вещества или его фотохим. превращениям (фотосинтезу, фотолизу и т. д.). Различают Т. л. первого и второго рода. В процессах первого рода часть возбуждающей энергии поглощается в веществе, но не создаёт в нём возбуждённых состояний, к-рые могут быть ответственны за излучат. переходы. Т. л. второго рода, при к-ром за времена жизни возбуждённых состояний центров происходят безызлучат. переходы внутри самих центров свечения (внутрицентровое тушение) или вне этих центров (внеш. тушение); эти процессы ведут к сокращению длительности послесвечения. Т. л. зависит от агрегатного состояния и состава вещества (вида и концентрации центров свечения и тушения, их взаимного расположения и т. д.), от способа его возбуждения (фото-, катодо-, электро-, хемилюминесценция и т. д.) и др. факторов (темп-ра опыта, интенсивность и длина волны возбуждающего света при фотолюминесценции, наличие дополнит., напр. ИК, подсветки и т. д.).

В том случае, когда все процессы от поглощения возбуждающего излучения до испускания квантов света протекают в пределах одного и того же центра, Т. л. обычно не зависит от плотности возбуждения. При этом температурная зависимость выхода люминесценции $\eta(T)$ часто хорошо описывается ф-лой Мотта:

$$\eta(T)=\frac{\eta_0}{1+A\exp(-\Delta\mathscr{E}/kT)},\qquad (*)$$

где A — константа тушения; $\Delta\mathscr{E}$ — т. н. энергия активации тушения, определяющаяся взаимным расположением осн. и возбуждённого уровней энергии центра люминесценции; η_0 — выход свечения при низких темп-рах (т. е. при $\Delta\mathscr{E}\gg kT$). Ф-ла (*) следует из кинетич. ур-ния при условии, что вероятность излучат. переходов не зависит от темп-ры, а вероятность безызлучат. переходов возрастает с ростом темп-ры по экспоненц. закону. Температурное Т. л. может начать развиваться уже при комнатной и даже более низких темп-рах, а при нагреве на неск. сотен градусов люминесценция обычно полностью погасает. Т. о., температурное Т. л. принципиально отличает люминесценцию от теплового, а также от др. видов неравновесного свечения (напр., от *Черенкова — Вавилова излучения*).

Если Т. л. происходит вне центров люминесценции, то оно лишь в исключит. случаях описывается ф-лой Мотта [с иным, чем в (*), физ. смыслом констант тушения], в нек-рых же диапазонах темп-р выход свечения может и увеличиваться с ростом T.

Внеш. тушение обусловлено переносом поглощённой энергии на центры тушения — специально вводимые или остаточные примеси, а также собств. дефекты кристаллич. структуры, вероятность безызлучат. переходов в к-рых велика. Этот перенос может осуществляться по резонансно-индукционному механизму *миграции энергии* и рекомбинац. путём, т. е. с помощью неравновесных носителей заряда (электронов зоны проводимости и дырок валентной зоны). При рекомбинац. Т. л. иногда наблюдается очень резкая зависимость выхода свечения от темп-ры (при нагреве на неск. градусов выход уменьшается в 2 раза) и от плотности возбуждения; эта зависимость

удовлетворительно описывается соответствующими кинетич. ур-ниями.

При высоких плотностях энергии возбуждения (напр., лазерным излучением) может возникнуть нелинейное тушение, при к-ром выход свечения падает с ростом интенсивности возбуждения. Известны разл. механизмы такого тушения, обусловленные последоват. поглощением двух (или более) квантов возбуждающего излучения в одном и том же центре свечения или взаимодействием неск. возбуждённых центров. Образующееся при этом высокоэнергетич. состояние центров свечения может релаксировать безызлучат. путём, в т. ч. в результате фотолиза возбуждённой молекулы. Другой механизм нелинейного тушения — тушащее действие возбуждающего света на возбуждённые кристаллофосфоры с рекомбинац. механизмом свечения. В этом случае электрон из валентной зоны обычно переходит на осн. уровень ионизированного центра. В нек-рых кристаллофосфорах существенны нелинейные потери на т. н. тройную безызлучат. рекомбинацию, когда энергия, выделяющаяся при рекомбинации пары носителей заряда противоположного знака, передаётся третьему носителю заряда, расположенному вблизи этой пары; приобретённая им энергия обычно расходуется на возбуждение тепловых колебаний решётки.

Повышение концентрации центров тушения, а в ряде случаев и концентрации центров свечения обычно усиливает Т. л., причём наличие нек-рых элементов (напр., ионов группы железа или ОН) уже в очень малых концентрациях (до $10^{-5}-10^{-6}$) заметно уменьшает выход свечения. Такое концентрационное Т. л. объясняется эфф. взаимодействием центров свечения и тушения, в т. ч. миграцией энергии через цепочку центров свечения на центр свечения, вблизи к-рого расположен центр тушения, а также образованием ассоциативных центров с малым выходом свечения.

Количественное описание Т. л. в общем случае требует многочисл. данных о микроструктуре вещества, кинетике и вероятностях разл. конкурирующих процессов. Вместе с тем детальное изучение механизмов Т. л. необходимо для создания высокоэфф. люминофоров разл. назначения, использующихся, напр., в лазерах. В нек-рых растворах красителей, лазерных кристаллах, полупроводниковых кристаллофосфорах потери энергии для оптимальных условий резонансного возбуждения составляют всего неск. процентов.

При пост. квантовом выходе потери энергии увеличиваются с уменьшением длины волны возбуждающего света, так что энергетич. выход свечения кристаллофосфоров при возбуждении УФ-излучением обычно не превышает 0,5÷0,7. При возбуждении рентг. излучением или пучками заряж. частиц он составляет не более 0,2—0,3, а для др. видов возбуждения обычно не превышает неск. процентов. В существующих эфф. светодиодах, излучающих в ближней ИК-области, кпд электролюминесцентного устройства достигает 30% и более.

Согласно неравновесной термодинамике, возможно получение энергетич. выхода люминесценции выше единицы, что должно сопровождаться охлаждением люминесцирующего вещества. Однако несмотря на то, что получены нек-рые положит. результаты, такие режимы свечения пока не осуществлены.

При практич. применениях люминесценции процессы тушения обычно играют отрицат. роль, т. к. они ограничивают предельную яркость и стабильность разл. люминесцентных устройств. Вместе с тем их используют и для практич. целей, напр. для люминесцентного анализа, контроля темп-ры разл. объектов, визуализации полей ИК- и СВЧ-излучения и т. д.

Лит.: Антонов-Романовский В. В., Кинетика фотолюминесценции кристаллофосфоров, М., 1966; Агранович В. М., Галанин М. Д., Перенос энергии электронного возбуждения в конденсированных средах, М., 1978.

Ю. П. Тимофеев.

ТЯГОТЕ́НИЕ (гравитация) — универсальное взаимодействие между любыми видами материи. Если это взаимодействие относительно слабое и тела движутся с нерелятивистскими скоростями, то Т. описывается теорией Ньютона. В случае сильных быстропеременных полей и быстрых движений тел Т. описывается общей теорией относительности, созданной А. Эйнштейном. Т. является самым слабым из 4 типов фундам. взаимодействий и в квантовой физике описывается *квантовой теорией гравитации*, к-рая ещё далека от завершения.

Теория тяготения Ньютона в нерелятивистской классической физике

Закон тяготения Ньютона гласит, что две материальные точки с массами m_A и m_B, находящиеся на расстоянии r друг от друга, притягиваются по направлению друг к другу каждая с силой

$$\mathscr{F} = Gm_A m_B \frac{r}{r^3}. \qquad (1)$$

Коэф. пропорциональности G наз. постоянной тяготения Ньютона или *гравитационной постоянной*. По совр. данным, $G = 6{,}6745(8)\cdot 10^{-11}$ м^3/кг$\cdot$с^2. Согласно закону Ньютона, сила Т. зависит только от положения частиц в данный момент времени, и поэтому гравитац. взаимодействие распространяется мгновенно.

В ньютоновской теории справедлив принцип суперпозиции; сила Т., действующая на нек-рую точку A со стороны многих материальных точек, является векторной суммой сил от каждой из них.

При произвольном распределении масс сила Т., действующая в данной точке на любую точечную массу m_A, может быть выражена как произведение m_A на вектор $\boldsymbol{g}$, к-рый наз. напряжённостью поля Т. в данной точке.

Поле Т. — потенц. поле. Это означает, что его напряжённость может быть выражена как градиент скалярной ф-ции φ, наз. гравитац. потенциалом:

$$\boldsymbol{g} = -\operatorname{grad}\varphi. \qquad (2)$$

Потенциал поля Т. частицы с массой m может быть записан в виде $\varphi = -Gm/r$. В силу принципа суперпозиции потенциалы полей от разных частиц складываются. Потенциал непрерывного распределения плотности вещества $\rho = \rho(r)$ определяется как решение *Пуассона уравнения*:

$$\Delta\varphi = 4\pi G\rho, \qquad (3)$$

где Δ — *Лапласа оператор*.

Для изолир. тела или системы тел потенциал определяется, вообще говоря, неоднозначно. Так, напр., к потенциалу можно прибавить произвольную константу.

Ньютонова теория Т. и ньютонова механика явились величайшим достижением естествознания. Они позволяют описать с большой точностью обширный круг явлений, в т. ч. движение естеств. и искусств. тел в Солнечной системе, движения в др. системах небесных тел: в двойных звёздах, в звёздных скоплениях, в галактиках. На основе теории тяготения Ньютона было предсказано существование планеты Нептун и спутника Сириуса и сделаны многие др. предсказания, впоследствии блестяще подтвердившиеся. В совр. астрономии закон тяготения Ньютона является фундаментом, на основе к-рого вычисляются движения и строение небесных тел, их массы, эволюция. Точное определение гравитац. поля Земли позволяет установить распределение масс под её поверхностью (гравиметрич. разведка) и, следовательно, непосредственно решать важные прикладные задачи. Однако в нек-рых случаях, когда поля Т. становятся достаточно сильными, а скорости движения тел в этих полях не малы по сравнению со скоростью света, Т. уже не может быть описано законом Ньютона.

Ограничения применимости теории Ньютона

Теория Ньютона предполагает мгновенное распространение Т. и уже поэтому не может быть согласована со спец. теорией относительности (см. *Относительности теория*), утверждающей, что никакое взаимодействие не может распространяться со скоростью, превышающей скорость света в вакууме. Нетрудно найти условия, ограничивающие применимость ньютоновой теории Т. Так как эта теория не согласуется со спец. теорией относительности, то её нельзя

использовать в тех случаях, когда гравитац. поля настолько сильны, что разгоняют движущиеся в них тела до скорости порядка скорости света c. Скорость, до к-рой разгоняется тело, свободно падающее из бесконечности (предполагается, что там оно имело пренебрежимо малую скорость) до нек-рой точки, равна по порядку величины корню квадратному из модуля гравитац. потенциала φ в этой точке (на бесконечности φ считается равным нулю). Т. о., теорию Ньютона можно применять только в том случае, если

$$|\varphi| \ll c^2. \qquad (4)$$

В полях Т. обычных небесных тел это условие выполняется. Так, на поверхности Солнца $|\varphi|/c^2 \approx 4 \cdot 10^{-6}$, а на поверхности белых карликов — порядка 10^{-3}.

Кроме того, ньютонова теория неприменима и к расчёту движения частиц даже в слабом поле Т., удовлетворяющем условию (4), если частицы, пролетающие вблизи массивных тел, уже вдали от этих тел имели скорость, сравнимую со скоростью света. В частности, теория Ньютона неприменима для расчёта траектории света в поле Т. Наконец, теория Ньютона не используется при расчётах переменного поля Т., создаваемого движущимися телами (напр., двойными звёздами) на расстояниях $r > \lambda = c\tau$, где τ — характерное время движения в системе (напр., период обращения в системе двойной звезды). Действительно, согласно ньютоновой теории, поле Т. на любом расстоянии от системы определяется положением масс в тот же момент времени, в к-рый определяется поле. Это означает, что при движении тел в системе изменения гравитац. поля, связанные с перемещением тел, мгновенно передаются на любое расстояние r. Но, согласно спец. теории относительности, изменение поля не может распространяться со скоростью, большей c.

Обобщение теории Т. на основе спец. теории относительности было сделано Эйнштейном в 1915—16. Новая теория была названа её творцом общей теорией относительности.

Принцип эквивалентности

Самой важной особенностью поля Т., известной в ньютоновой теории и положенной Эйнштейном в основу его новой теории, является то, что Т. совершенно одинаково действует на разные тела, сообщая им одинаковые ускорения независимо от их массы, хим. состава и др. свойств. Этот факт был установлен опытным путём ещё Г. Галилеем (G. Galilei) и может быть сформулирован как принцип строгой пропорциональности гравитационной, или тяжёлой, массы $m_{гр}$, определяющей взаимодействие тела с полем Т. и входящей в закон (1), и инертной массы $m_и$, определяющей сопротивление тела действующей на него силе и входящей во второй закон механики Ньютона (см. *Ньютона законы механики*). Действительно, ур-ние движения тела в поле Т. записывается в виде

$$m_и \boldsymbol{a} = \boldsymbol{F} = m_{гр} \boldsymbol{g}, \qquad (5)$$

где $\boldsymbol{a}$ — ускорение, приобретаемое телом под действием напряжённости гравитац. поля $\boldsymbol{g}$. Если $m_{гр}$ пропорц. $m_и$ и коэф. пропорциональности одинаков для любых тел, то можно выбрать единицы измерения так, что этот коэф. станет равным единице, $m_{гр} \equiv m_и$; тогда они сокращаются в ур-нии (5) и ускорение $\boldsymbol{a}$ не зависит от массы и равно напряжённости $\boldsymbol{g}$ поля Т., $\boldsymbol{a} = \boldsymbol{g}$, в согласии с законом Галилея. (О совр. эксперим. подтверждении этого фундам. факта см. ниже.)

Т. о., тела разной массы и природы движутся в заданном поле Т. совершенно одинаково, если их нач. скорости были одинаковыми. Этот факт показывает глубокую аналогию между движением тел в поле Т. и движением тел в отсутствие Т., но относительно ускоренной системы отсчёта. Так, в отсутствие Т. тела разной массы движутся по инерции прямолинейно и равномерно. Если наблюдать эти тела, напр., из кабины космич. корабля, к-рый движется вне полей Т. с пост. ускорением за счёт работы двигателя, то, естественно, по отношению к кабине все тела будут двигаться с пост. ускорением, равным по величине и противоположным по направлению ускорению корабля. Движение тел будет таким же, как падение с одинаковым ускорением в пост. однородном поле Т. Силы инерции, действующие в космич. корабле, летящем с ускорением, равным ускорению свободного падения на поверхности Земли, неотличимы от сил гравитации, действующих в истинном поле Т. в корабле, стоящем на поверхности Земли. Следовательно, силы инерции в ускоренной системе отсчёта (связанной с космич. кораблём) эквивалентны гравитац. полю. Этот факт выражается принципом эквивалентности Эйнштейна. Согласно этому принципу, можно осуществить и процедуру, обратную описанной выше имитации поля Т. ускоренной системой отсчёта, а именно, можно «уничтожить» в данной точке истинное гравитац. поле введением системы отсчёта, движущейся с ускорением свободного падения. Напр., в кабине космич. корабля, свободно (с выключенными двигателями) движущегося вокруг Земли в её поле Т., наступает состояние невесомости — не проявляются силы Т.

Эйнштейн предположил, что не только механич. движение, но и вообще все физ. процессы в истинном поле Т., с одной стороны, и в ускоренной системе в отсутствие Т., с другой, протекают по одинаковым законам. Этот принцип получил назв. «сильного принципа эквивалентности», в отличие от «слабого принципа эквивалентности», относящегося только к законам механики.

Основная идея теории тяготения Эйнштейна

Рассмотренная выше система отсчёта (космич. корабль с работающим двигателем), движущаяся с пост. ускорением в отсутствие поля Т., имитирует только однородное гравитац. поле, одинаковое по величине и направлению во всём пространстве. Но поля Т., создаваемые отд. телами, не таковы. Для того чтобы имитировать, напр., сферич. поле Т. Земли, нужны ускоренные системы с разным направлением ускорения в разл. точках. Наблюдатели в разных системах, установив между собой связь, обнаружат, что они движутся ускоренно относительно друг друга, и тем самым установят присутствие истинного поля Т. Таким образом, истинное поле Т. не сводится просто к введению ускоренной системы отсчёта в обычном пространстве, или, точнее, в пространстве-времени спец. теории относительности. Однако Эйнштейн показал, что если, исходя из принципа эквивалентности, потребовать, чтобы истинное гравитац. поле было эквивалентно локальным соответствующим образом ускоренным в каждой точке системам отсчёта, то в любой конечной области пространство-время окажется искривлённым — неевклидовым. Это означает, что в трёхмерном пространстве геометрия, вообще говоря, будет неевклидовой, а время в разных точках будет течь по-разному. Т. о., согласно теории тяготения Эйнштейна, истинное гравитац. поле является не чем иным, как проявлением искривления (отличия геометрии от евклидовой) четырёхмерного пространства-времени.

В отсутствие Т. движение тела по инерции в пространстве-времени спец. теории относительности изображается прямой линией, или, на матем. языке, экстремальной (геодезич.) линией. Идея Эйнштейна, основанная на принципе эквивалентности и составляющая основу теории Т., заключается в том, что и в поле Т. все тела движутся по геодезич. линиям в пространстве-времени, к-рое, однако, искривлено, и, следовательно, геодезич. линии уже не прямые.

Массы, создающие поле Т., искривляют пространство-время. Тела, к-рые движутся в искривлённом пространстве-времени, в этом случае движутся по одним и тем же геодезич. линиям независимо от массы или состава тела. Наблюдатель воспринимает это движение как движение по искривлённым траекториям в трёхмерном пространстве с переменной скоростью. Но с самого начала в теории Эйнштейна заложено, что искривление траектории, закон изменения скорости — это свойства пространства-времени, свойства геодезич. линий в этом пространстве-времени, а следовательно, ускорение любых тел должно быть одина-

ково и, значит, отношение тяжёлой массы к инертной [от к-рого зависит ускорение тела в заданном поле Т., ф-ла (5)] одинаково для всех тел и эти массы неотличимы. Т. о., поле Т., по Эйнштейну, есть отклонение свойств пространства-времени от свойств плоского (неискривлённого) многообразия спец. теории относительности.

Вторая важная идея, лежащая в основе теории Эйнштейна,— утверждение, что Т. (т. е. искривление пространства-времени) определяется не только массой вещества, слагающего тело, но и всеми видами энергии, присутствующими в системе. Согласно этой идее, Т. зависит не только от распределения масс в пространстве, но и от их движения, от давления и натяжений, имеющихся в телах, от эл.-магн. поля и всех др. физ. полей.

Наконец, в теории тяготения Эйнштейна обобщается вывод спец. теории относительности о конечной скорости распространения всех видов взаимодействия. Согласно Эйнштейну, изменения гравитац. поля распространяются в вакууме со скоростью c.

Теория тяготения Эйнштейна

Измерение промежутков времени и пространственных расстояний. В спец. теории относительности в инерциальной системе отсчёта квадрат четырёхмерного «расстояния» в пространстве-времени — *интервала* ds — между двумя бесконечно близкими событиями записывается в виде

$$ds^2=(cdt)^2-dx^2-dy^2-dz^2, \qquad (6)$$

где t — время; x, y, z — прямоуг. декартовы (пространств.) координаты. Эта система координат наз. галилеевой. Выражение (6) не изменяется при *Лоренца преобразованиях*. Пространство-время, в к-ром можно ввести систему координат так, что в каждой точке ds^2 записывается в виде (6), наз. псевдоевклидовым, плоским или *Минковского пространством-временем*. Специальная теория относительности является теорией физ. процессов в таком пространстве.

Если в пространстве-времени Минковского использовать неинерциальные системы отсчёта и недекартовы координаты, то в новых координатах ds^2 запишется в виде

$$ds^2=g_{\mu\nu}dx^\mu dx^\nu \qquad (7)$$

(μ, $\nu=0$, 1, 2, 3), где x^1, x^2, x^3 — произвольные пространств. координаты, $x^0=ct$ — временна́я координата (здесь и далее по одинаковым верх. и ниж. индексам производится суммирование).

В искривлённом пространстве-времени общей теории относительности (в конечных, не малых, областях) уже нельзя ввести декартовы координаты и использование криволинейных координат становится неизбежным. В конечных областях искривлённого пространства-времени ds^2 записывается в криволинейных координатах в общем виде (7). Зная $g_{\mu\nu}$ как ф-ции 4 координат, можно определить все геом. свойства пространства-времени. Говорят, что величины $g_{\mu\nu}$ определяют метрику пространства-времени, а совокупность всех $g_{\mu\nu}$ наз. метрическим тензором. С помощью $g_{\mu\nu}$ вычисляются темп течения времени в разных точках системы отсчёта и расстояния между точками в трёхмерном пространстве. Так, ф-ла для вычисления бесконечно малого интервала времени $d\tau$ по часам, покоящимся в системе отсчёта, имеет вид

$$d\tau=\sqrt{g_{00}}\,dx^0/c. \qquad (8)$$

Квадрат пространств. расстояния dl^2 определяется след. образом через пространств. координаты:

$$dl^2=h_{ik}dx^idx^k;\ h_{ik}=-g_{ik}+\frac{g_{0i}g_{0k}}{g_{00}} \qquad (9)$$

(лат. индексы i, $k=1$, 2, 3).

Матем. аппаратом, изучающим неевклидову геометрию (см. *Римана геометрия*) в произвольных координатах, является тензорное исчисление. Общая теория относительности использует аппарат тензорного исчисления, её законы записываются в произвольных криволинейных координатах (это означает, в частности, запись в произвольных системах отсчёта), как говорят, в ковариантном виде.

Осн. объектами тензорного исчисления являются скаляры, векторы и тензоры разных рангов, к-рые преобразуются по определ. законам при переходе от одной координатной системы к другой (см. *Тензор*).

Уравнения движения тел и динамические величины

Как уже говорилось, тела в гравитац. поле движутся по геодезич. линиям, если на них не действуют негравитац. силы. Ур-ние геодезич. линии в искривлённом пространстве-времени записывается в виде

$$\frac{d^2x^\mu}{ds^2}+\Gamma^\mu_{\sigma\rho}\frac{dx^\sigma}{ds}\frac{dx^\rho}{ds}=0, \qquad (10)$$

ds измеряется вдоль геодезич. линии. Величины $\Gamma^\mu_{\nu\rho}$ наз. символами Кристофеля и выражаются через метрич. тензор:

$$\Gamma^\mu_{\nu\rho}=\frac{1}{2}g^{\mu\sigma}\left(\frac{\partial g_{\sigma\nu}}{\partial x^\rho}+\frac{\partial g_{\sigma\rho}}{\partial x^\nu}-\frac{\partial g_{\nu\rho}}{\partial x^\sigma}\right), \qquad (11)$$

где $g^{\mu\sigma}$ определяется из условия $g^{\mu\nu}g_{\nu\rho}=\delta^\mu_\rho$ (δ^μ_ρ — символ Кронекера). В малой окрестности любой точки пространства-времени можно ввести систему координат, движущуюся по инерции, в к-рой метрич. тензор имеет вид (6), а $\Gamma^\mu_{\nu\rho}=0$. Такие системы наз. локально инерциальными. В этих системах нет никаких гравитац. и инерциальных сил (свободное падение, невесомость). Если система отсчёта не движется по инерции, то в ней имеется гравитационно-инерциальная сила, определяемая ускорением, к-рое испытывает свободное тело, покоящееся в данном месте в данный момент времени. Вектор ускорения записывается в виде

$$F^i=-\frac{c^2\Gamma^i_{00}}{g_{00}}, \qquad (12)$$

величина ускорения

$$F=\sqrt{F^iF^kh_{ik}}. \qquad (13)$$

Уравнения тяготения Эйнштейна

Осн. задача теории Т. — определение гравитац. поля, что соответствует в теории Эйнштейна нахождению геометрии пространства-времени. Эта последняя задача сводится к нахождению метрич. тензора $g_{\mu\nu}$.

Ур-ния тяготения Эйнштейна связывают величины $g_{\mu\nu}$ с величинами, характеризующими материю, создающую поле: плотностью, потоками импульса и т. п. Эти ур-ния записываются в виде

$$R_{\mu\nu}-\frac{1}{2}g_{\mu\nu}R=\frac{8\pi G}{c^4}T_{\mu\nu}. \qquad (14)$$

Здесь $R_{\mu\nu}$ — т. н. тензор Риччи,

$$R_{\nu\rho}=\frac{\partial\Gamma^\mu_{\nu\rho}}{\partial x^\mu}-\frac{\partial\Gamma^\mu_{\nu\mu}}{\partial x^\rho}+\Gamma^\mu_{\sigma\mu}\Gamma^\sigma_{\nu\rho}-\Gamma^\mu_{\sigma\rho}\Gamma^\sigma_{\nu\mu};\ R=R_{\nu\rho}g^{\nu\rho}, \qquad (15)$$

$T_{\mu\nu}$ — тензор энергии-импульса материи. Для газов этот тензор записывается в виде

$$T_{\mu\nu}=(\varepsilon+P)\frac{dx^\rho}{ds}\frac{dx^\sigma}{ds}g_{\rho\mu}g_{\sigma\nu}-Pg_{\mu\nu}, \qquad (16)$$

где $\varepsilon=\rho c^2$ — плотность энергии (включая массу покоя частиц) в системе отсчёта, в к-рой элемент вещества покоится; P — давление. В частном случае, при условии

$$\varepsilon=-P=\text{const}, \qquad (17)$$

тензор энергии-импульса можно записать в виде $T_{\mu\nu}=\Lambda g_{\mu\nu}$, где $\Lambda\equiv 8\pi G\rho/c^2$. Постоянная Λ наз. космологической постоянной. Впервые она была введена в теорию Эйнштейном с целью построить модель Вселен-

ной, к-рая не изменяется с течением времени. Космологич. постоянную можно рассматривать как величину, описывающую плотность энергии и давление (или натяжение) вакуума, или т. н. вакуумоподобного состояния, характеризуемого ур-нием состояния (17). Согласно данным космологии, в сегодняшней Вселенной Λ либо равна нулю, либо чрезвычайно мала: $|\Lambda|<10^{-55}$ см$^{-2}$. Однако, согласно теории ранней Вселенной, в самом начале космологич. расширения, вероятно, Λ была очень большой, гравитация вакуумоподобного состояния определяла динамику расширения Вселенной (см. *Раздувающаяся Вселенная*).

Внешние ур-ния (14) подобны ур-нию (3) для ньютонова потенциала. В обоих случаях слева стоят величины, характеризующие поля, а справа — величины, характеризующие материю, создающую поле. Однако ур-ния (14) имеют ряд существ. особенностей. Ур-ние (3) линейно и поэтому удовлетворяет принципу суперпозиции. Оно позволяет вычислить гравитац. потенциал φ для любого распределения произвольно движущихся масс. Ньютоново поле Т. не зависит от движения масс, поэтому ур-ние (3) само не определяет непосредственно их движение. Движение масс определяется из второго закона механики Ньютона. Иная ситуация в теории Эйнштейна. Ур-ния (14) нелинейны, не удовлетворяют принципу суперпозиции. В теории Эйнштейна нельзя произвольным образом задать правую часть ур-ний ($T_{\mu\nu}$), зависящую от движения материи, а затем вычислить гравитац. поле $g_{\mu\nu}$. Решение ур-ний Эйнштейна приводит к совместному определению и движения материи, создающей поле, и к вычислению самого поля. Существенно при этом, что ур-ния поля Т. содержат в себе и ур-ния движения масс в поле Т. С физ. точки зрения это соответствует тому, что в теории Эйнштейна материя создаёт искривление пространства-времени, а это искривление, в свою очередь, влияет на движение материи, создающей искривление. Математически этот факт выражается в том, что ковариантная производная левой части ур-ний Эйнштейна тождественно равна нулю. Из ур-ний (14) тогда следует

$$(T^{\nu}_{\mu})_{;\nu}=0 \qquad (18)$$

(; — знак ковариантного дифференцирования). Ур-ния (18) непосредственно являются ур-ниями движения материи с учётом Т. Так, для случая тензора энергии-импульса (16) в лагранжевых координатах ур-ния (18) переписываются в виде

$$d\mathscr{E}+PdV=0, \qquad (19)$$

$$\frac{\partial P}{\partial x^i}-\frac{g_{0i}}{g_{00}}\frac{\partial P}{\partial x^0}(\varepsilon+P)\frac{F_i}{c^2}=0. \qquad (20)$$

Здесь $\mathscr{E}$ — энергия объёма V элемента вещества; $\mathscr{E}=\varepsilon V$. Ур-ние (19) описывает изменение энергии за счёт работы сил давления, ур-ние (20) определяет в лагранжевых координатах сохранение импульса вещества. Ур-ния движения тел (10) во внеш. поле Т. также являются следствием ур-ний (18).

В случае слабых гравитац. полей метрика пространства-времени мало отличается от евклидовой и ур-ния Эйнштейна приближённо переходят в ур-ния (3) и (5) теории Ньютона (если рассматриваются движения, медленные по сравнению со скоростью света, и расстояния от источника поля много меньше, чем $\lambda=c\tau$, где τ — характерное время изменения положения тел в источнике поля). В этом случае ньютонов потенциал

$$\varphi=\frac{c^2}{2}(g_{00}-1). \qquad (21)$$

В слабых полях можно ограничиться вычислением малых поправок к ур-ниям Ньютона. Эффекты, соответствующие этим поправкам, позволяют экспериментально проверить теорию Эйнштейна (см. ниже). Поле вращающейся массы в теории Эйнштейна отличается от поля невращающейся массы дополнительными, т. н. гравимагнитными силами, к-рые действуют на движущиеся тела. Напряжённость гравимагн. поля H на расстоянии r от массы, имеющей угл. момент g, составляет по порядку величины

$$H\approx Gg/cr^3. \qquad (22)$$

Это поле вызывает ускорение тела, движущегося со скоростью, малой по сравнению с c, равное $F=Gg/cr^3$. Особенно существенны эффекты теории Эйнштейна в сильных гравитац. полях.

Некоторые выводы теории тяготения Эйнштейна

Ряд выводов теории Эйнштейна качественно отличается от выводов ньютоновой теории Т. Важнейшие из них связаны с возникновением чёрных дыр, сингулярностей пространства-времени (мест, где формально, согласно теории, обрывается существование частиц и полей в обычной, известной нам форме) и существованием *гравитационных волн*.

Чёрные дыры. Решение ур-ний Эйнштейна (10) в пустоте ($T_{\mu\nu}=0$) в случае изолированного сферически-симметричного источника поля массой M записывается в виде (решение Шварцшильда)

$$ds^2=\left(1-\frac{2GM}{c^2r}\right)c^2dt^2-\left(1-\frac{2GM}{c^2}\right)^{-1}dr^2-$$
$$-r^2(d\theta^2+\sin^2\theta d\varphi^2). \qquad (23)$$

Величина ускорения свободного падения F [см. (13)] для поля (23) имеет вид

$$F=\frac{GM}{r^2\sqrt{1-2GM/c^2r}}. \qquad (24)$$

Это выражение отличается от ньютонова корнем в знаменателе. Величина F стремится к бесконечности, когда r стремится к $r_g=2GM/c^2$. Величина r_g наз. *гравитационным радиусом*. Сфера радиусом r_g наз. сферой Шварцшильда. Вторая космич. скорость в теории Ньютона даётся выражением

$$V_2=\sqrt{2GM/r}. \qquad (25)$$

Следовательно, при $r=r_g$ величина V_2 становится равной скорости света. Если сферич. тело массой m сожмётся до размеров, меньших r_g, то свет не сможет выйти из-под сферы Шварцшильда. Такие объекты получили название чёрных дыр. Из чёрных дыр к внеш. наблюдателю не поступает никакой информации.

При сжатии вращающегося тела вывод о возникновении чёрной дыры сохраняется, но поле Т. вокруг неё отличается от выражения (23) наличием гравимагн. сил (см. *Чёрные дыры*). В этом случае линейные размеры области, из к-рой не может выходить информация (ограничивающая её поверхность наз. горизонтом событий), зависят от угл. момента вращающегося сжимающегося тела, но по порядку величины они равны r_g.

Внутри горизонта событий в чёрной дыре никакие силы не могут удержать тело от дальнейшего сжатия. Процесс сжатия наз. *гравитационным коллапсом*. При этом растёт поле Т. — увеличивается искривлённость пространства-времени. Доказано, что в результате гравитац. коллапса неизбежно возникает сингулярность пространства-времени, связанная, по-видимому, с возникновением его бесконечной искривлённости. (Об ограничении применимости теории Эйнштейна в таких условиях см. след. раздел.) Теоретич. астрофизика предсказывает возникновение чёрных дыр в конце эволюции массивных звёзд; возможно существование во Вселенной чёрных дыр и др. происхождения. Чёрные дыры, по-видимому, открыты в составе нек-рых двойных звёздных систем.

Гравитационные волны. Теория Эйнштейна предсказывает, что тела, движущиеся с переменным ускорением, будут излучать гравитац. волны. Гравитац. волны являются распространяющимися со скоростью света перем. полями приливных гравитац. сил.

Для слабых гравитац. полей компоненты $g_{\mu\nu}$ мало отличаются от выражений (6). Если представить $g_{\mu\nu}$ как $g_{\mu\nu}=g^0_{\mu\nu}+h_{\mu\nu}$, где $g^0_{\mu\nu}$ имеют вид (6), а $|h_{\mu\nu}|\ll 1$, то в случае одиночной плоской гравитац. волны, распространяющейся в пустоте вдоль оси x^1, преобразованием координат всегда можно записать решение ур-ния Эйнштейна (14) в виде

$$ds^2=(dx^0)^2-(dx^1)^2-(1+h_{22})(dx^2)^2-$$
$$-(1+h_{33})(dx^3)^2-2h_{23}dx^2dx^3, \qquad (26)$$

и отличные от нуля компоненты $h_{\mu\nu}$ удовлетворяют соотношениям

$$h_{22}=-h_{33}, \qquad (27)$$

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial(x^1)^2}-\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}\right)h_{\mu\nu}=0. \qquad (28)$$

Выражения (26—28) показывают, что гравитац. волны распространяются со скоростью света, поперечны и имеют два независимых состояния поляризации $h_{22}=-h_{33}$ и h_{23}. Гравитац. волны являются тензорными (в отличие от векторных эл.-магн. волн). В них можно измерять лишь относительные (приливные) ускорения частиц, помещённых в плоскости, перпендикулярной направлению распространения волны. В системе координат (26) не действуют никакие ускорения на частицы, покоящиеся в этой системе ($F=0$, состояние невесомости), и при прохождении волны меняются лишь относит. расстояния между ними в плоскости (x^2x^3).

В каждой точке пространства свободное падение «устраняет» действие гравитац. поля. Следствием этого является невозможность локализовать понятие плотности энергии или плотности потока энергии для гравитац. поля. Однако как глобальные понятия для изолированных систем или в случае гравитац. волн для областей, содержащих много длин волн, понятия энергии и потока энергии вполне определимы. Гравитац. волна, имеющая частоту ω и амплитуду $h=h_{22}=-h_{33}$, обладает плотностью потока энергии (усреднённого по многим длинам волн)

$$I=\frac{c^3h^2\omega^2}{32\pi G}=4\cdot 10^{36}h^2\omega^2 \text{ эрг/см}^2\cdot\text{с}. \qquad (29)$$

В случае нерелятивистских движений и слабых полей Т. мощность излучения гравитац. волн системами движущихся тел даётся ф-лой

$$W=\frac{G}{45c^5}\left(\frac{\partial^3 K}{\partial t^3}\right)^2, \qquad (30)$$

где K — квадрупольный момент источника:

$$K_{ik}=\int\rho(3x_ix_k-\delta_{ik}x_jx_j)dV.$$

Даже в случае гигантских систем небесных тел излучение гравитац. волн и уносимая ими энергия ничтожны. Так, мощность излучения за счёт движения планет Солнечной системы составляет ок. 10^{11} эрг/с, что в 10^{22} раз меньше светового излучения Солнца. Столь же слабо гравитац. волны взаимодействуют с обычной материей. Эксперим. попытки обнаружить, зарегистрировать гравитац. волны пока (1996) оказались неудачными.

Квантовые эффекты. Ограничения применимости теории тяготения Эйнштейна

Теория Эйнштейна — неквантовая теория. В этом отношении она подобна классич. электродинамике Максвелла. Однако наиб. общие рассуждения показывают, что гравитац. поле должно подчиняться квантовым законам точно так же, как и эл.-магн. поле. В противном случае возникли бы противоречия с принципом неопределённости для электронов, фотонов и т. д. Применение квантовой теории к гравитации показывает, что гравитац. волны можно рассматривать как поток квантов — *гравитонов*. Гравитоны представляют собой нейтральные частицы с нулевой массой покоя и со спином 2 (в единицах $\hbar$).

В подавляющем большинстве мыслимых процессов во Вселенной и в лаб. условиях квантовые эффекты гравитации чрезвычайно слабы, и можно пользоваться неквантовой теорией Эйнштейна. Однако квантовые эффекты должны стать весьма существенными вблизи сингулярностей поля Т., где искривления пространства-времени очень велики. Теория размерностей указывает, что квантовые эффекты в гравитации становятся определяющими, когда радиус кривизны пространства-времени (расстояние, на к-ром проявляются существенные отклонения от геометрии Евклида: чем меньше этот радиус, тем больше кривизна) становится равным величине $r_{\text{пл}}=\sqrt{G\hbar/c^3}$. Расстояние $r_{\text{пл}}$ наз. планковской длиной; оно ничтожно мало: $r_{\text{пл}}\approx 10^{-33}$ см. В таких условиях теория тяготения Эйнштейна неприменима.

Сингулярные состояния возникают в ходе гравитац. коллапса; сингулярность в прошлом была в расширяющейся Вселенной (см. *Космология*). Последоват. квантовой теории Т., применимой и в сингулярных состояниях, пока не существует. О совр. состоянии исследований квантовых эффектов в Т., включая проблемы *супергравитации*, многомерных единых теорий поля, *суперструн* и др., см. в статьях *Квантовая теория гравитации* и *Гравитационное взаимодействие*.

Квантовые эффекты приводят к рождению частиц в поле Т. чёрных дыр. Темп излучения частиц определяется массой M (а значит, размером) чёрной дыры и приблизительно соответствует излучению тела, нагретого до темп-ры

$$T_{\text{ч.д.}}=\frac{\hbar c^3}{8\pi GkM}. \qquad (31)$$

Полная мощность излучения составляет по порядку величины

$$P=10^{-20}\text{ эрг/с }(M/M_\odot)^{-2}, \qquad (32)$$

где $M_\odot=2\cdot 10^{33}$ г — масса Солнца. Для чёрных дыр, возникающих из звёзд и имеющих массу, сравнимую с солнечной, эти эффекты пренебрежимо малы. Так, для чёрной дыры с $M=10\ M_\odot$ имеем $T_{\text{ч.д.}}\approx 10^{-8}$ К и $P\approx 10^{-22}$ эрг/с. Однако они могут быть важны для чёрных дыр малой массы ($<10^{15}$ г), к-рые в принципе могли возникать на ранних этапах расширения Вселенной.

Экспериментальная проверка теории Эйнштейна. Другие теории тяготения

Поскольку в основе теории тяготения Эйнштейна лежит принцип эквивалентности, его проверка с возможно большей точностью является важнейшей эксперим. задачей. Л. Этвеш (L. Eötvös) с помощью крутильных весов доказал справедливость принципа эквивалентности с точностью до 10^{-8}, Р. Дикке (R. Dicke) с сотрудниками довёл точность до 10^{-10}, а В. Б. Брагинский с сотрудниками — до 10^{-12}.

Другой проверкой принципа эквивалентности является проверка вывода об изменении частоты ν света при его распространении в гравитац. поле. Теория предсказывает изменение частоты $\Delta\nu$ (см. *Красное смещение*) при распространении между точками с разностью гравитац. потенциалов $\varphi_1-\varphi_2$

$$\frac{\Delta\nu}{\nu}=\frac{\varphi_1-\varphi_2}{c^2}. \qquad (33)$$

Эксперименты в лаборатории подтвердили эту ф-лу с точностью по крайней мере до 1% (см. *Мёссбауэра эффект*), а с помощью водородного мазера, установленного на ракете, точность доведена до $2\cdot 10^{-4}$ предсказываемой величины (1980). В теории Эйнштейна постоянная Т. не меняется с течением времени. Справедливость этого факта проверялась путём радарных наблюдений движения планет Меркурия и Венеры, движения космич. кораблей, измерений движения Луны с помощью лазера, а также наблюдений движения нейтронной звезды — пульсара PSR 1913+16, входящей в состав двойной звёздной системы.

Наблюдения подтверждают неизменность G с точностью $\left|\frac{dG}{dt}\cdot\frac{1}{G}\right|<10^{-11}$ лет$^{-1}$.

Кроме этих экспериментов по проверке основ теории существует ряд опытных проверок её выводов. Теория предсказывает искривление луча света при прохождении вблизи тяжёлой массы. Аналогичное отклонение следует и из ньютоновой теории Т., однако теория Эйнштейна предсказывает вдвое больший эффект. Многочисл. наблюдения этого эффекта при прохождении света от звёзд вблизи Солнца (во время полных солнечных затмений) подтвердили предсказание теории Эйнштейна (отклонение на 1,75″ у края солнечного диска) с точностью ~11%. Гораздо большая точность была достигнута с помощью совр. техники наблюдения внеземных точечных радиоисточников. Этим методом предсказание теории подтверждено с точностью (по данным 1984) ок. 0,3%.

Другим эффектом, тесно связанным с предыдущим, является бо́льшая длительность времени распространения света в поле Т., чем это дают ф-лы без учёта эффектов теории Эйнштейна. Для луча, проходящего вблизи Солнца, эта дополнит. задержка составляет ок. $2\cdot10^{-4}$ с. Эксперименты проводились с помощью радиолокации планет Меркурий и Венера во время их прохождения за диском Солнца, а также с помощью ретрансляции радиолокац. сигналов космич. кораблями, в т. ч. кораблями, движущимися вокруг планеты Марс. Предсказание теории подтверждены (по данным 1979) с точностью 0,1%.

Наконец, ещё одним эффектом является предсказываемый теорией Эйнштейна медленный дополнительный (не объясняемый гравитац. возмущениями со стороны др. планет Солнечной системы) поворот эллиптич. орбит планет, движущихся вокруг Солнца. Наиб. величину этот эффект имеет для орбиты Меркурия — 43″ в столетие. По совр. данным это предсказание подтверждено экспериментально с точностью до 0,5%. На точность проверки этого эффекта влияет неопределённость знания величины квадрупольного момента Солнца. Согласно стандартной модели, квадрупольный момент Солнца мал и его вклад в поворот орбиты Меркурия на 3—4 порядка меньше, чем предсказываемый теорией Эйнштейна. Однако нек-рые наблюдат. данные указывают на возможность того, что квадрупольный момент Солнца значителен и его влияние на поворот орбиты Меркурия сравнимо с предсказаниями теории Эйнштейна. Наблюдения, определяющие квадрупольный момент Солнца, очень трудны, и вопрос о его величине до сих пор остаётся открытым.

Эффекты теории Эйнштейна должны быть весьма значительными при движении звёзд в тесных двойных системах. Проверка этих эффектов с наиб. точностью возможна при изучении движения пульсара PSR 1913+16 в двойной системе. Здесь поворот орбиты за счёт эффектов теории Эйнштейна составляет 4,2° в год, и за 14 лет наблюдений (1975—89) поворот составил почти 60°. Наблюдения этого пульсара впервые подтвердили предсказываемую теорией Эйнштейна потерю энергии двойной системой за счёт излучения гравитац. волн. Вследствие этого эффекта должен уменьшаться со временем период обращения звёзд. Наблюдения подтверждают предсказание с точностью до 1%.

Т. о., все имеющиеся эксперим. данные подтверждают правильность как положений, лежащих в основе теории тяготения Эйнштейна, так и её наблюдат. предсказаний. Следует отметить, что пока эксперим. данные относятся почти исключительно к сравнительно слабым полям Т. с $|\varphi|\ll c^2$. Неоднократно делались попытки построить теорию Т., обобщающую теорию Ньютона на случай сильных полей, но отличную от общей теории относительности. В нек-рых из этих теорий все поправки к ньютоновой теории, к-рые проверены экспериментально, совпадают с поправками, предсказываемыми теорией Эйнштейна, и, т. о., эти данные ещё не указывают однозначно на безусловную справедливость общей теории относительности. Попытки построения др. теорий Т. выявили ряд важных особенностей теории Эйнштейна. Существуют альтернативные формулировки этой теории, напр. т. н. полевая формулировка [7]. Нек-рых авторов не удовлетворяет подход к проблеме энергии в общей теории относительности, отличный от подхода в полевых теориях, и поэтому предлагается др. теория Т. (см., напр., [10], [11]).

На протяжении более 80 лет теория Эйнштейна демонстрирует свою необычайную стройность, экономность построения, красоту. Все её предсказания подтверждаются, и нет ни одного факта, противоречащего ей. Более того, вероятное открытие астрофизиками чёрных дыр продемонстрирует справедливость предсказаний теории и в области сильных полей Т.

Лит.: 1) Эйнштейн А., Собрание научных трудов, т. 1—4, М., 1965—67; 2) Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Теория поля, 7 изд., М., 1988; 3) Мизнер Ч., Торн К., Уилер Дж., Гравитация, пер. с англ., т. 1—3, М., 1977; 4) Зельдович Я. Б., Новиков И. Д., Теория тяготения и эволюция звезд, М., 1971; 5) Брумберг В. А., Релятивистская небесная механика, М., 1972; 6) Новиков И. Д., Фролов В. П., Физика черных дыр, М., 1986; 7) Грищук Л. П., Петров А. Н., Гамильтоново описание гравитационного поля и калибровочные симметрии, «ЖЭТФ», 1987, т. 92, с. 9; 8) Грищук Л. П., Гравитационно-волновая астрономия, «УФН», 1988, т. 156, в. 2, с. 297; 9) Will C., Experimental gravitation, from Newton's principles to Einstein's general relativity, в кн.: Three hundred years of gravitation, Camb., 1987, p. 80; 10) Логунов А. А., Мествиришвили М. А., Основы релятивистской теории гравитации, 2 изд., М., 1986; 11) Зельдович Я. Б., Грищук Л. П., Тяготение, общая теория относительности и альтернативные теории, «УФН», 1986, т. 149, в. 4, с. 695.

И. Д. Новиков.

ТЯЖЁЛЫЕ ИО́НЫ — атомы хим. элементов с массой, большей, чем у атома Ne. Ускорители тяжёлых ионов создают пучки Т. и. с интенсивностями до 10^{12}—10^{13} частиц/с и с энергиями до неск. десятков ГэВ на нуклон ускоряемого иона (и выше). Такие ускорители работают в Ин-те тяжёлых ионов в Дармштадте (Германия), в международных центрах ядерных исследований в Женеве и Дубне.

Т. и. дают возможность изучать атомные ядра, далеко отстоящие от линии стабильности, и осуществлять синтез *трансурановых элементов* с атомными номерами $Z>100$, особенно в области $Z>110$—120, где теория предсказывает существование относительно долгоживущих ядер («остров стабильности»). С помощью Т. и. синтезированы элементы с $Z=102$—112.

Т. и. позволяют исследовать свойства короткоживущих ядерных систем, состоящих из 300—500 нуклонов. Образовавшись в результате взаимодействия налетающего Т. и. с тяжёлым ядром-мишенью, такие «сгустки нуклонов» могут обладать большим угл. моментом и принимать не обычные геом. формы, а, напр., форму гантели (один шар как бы «скользит» по поверхности другого). Время жизни системы из двух не слившихся тяжёлых ядер может быть достаточно большим для того, чтобы вокруг такой «квазимолекулярной» системы успела образоваться часть общей электронной оболочки. Рентг. излучение, связанное с квантовыми переходами электронов в этой оболочке, даёт сведения о свойствах сверхтяжёлых атомов с $Z>100$.

В реакциях с Т. и. действуют электрич. поля, к-рые являются наиб. сильными среди всех электрич. полей, известных во Вселенной. Это открывает возможность проверки законов квантовой электродинамики, позволяет исследовать нелинейные и др. эффекты, к-рые могут возникать лишь в очень сильных полях.

Пучок Т. и. оказывает сильное термич. и механич. воздействия на кристаллич. решётку. При этом может изменяться его хим. состав по заранее заданной программе. Пучок Т. и. может быть сфокусирован в узкий луч диам. в неск. мкм. Т. и. могут воздействовать практически на любое свойство вещества, зависящее от его структуры и хим. состава. При этом радиац. воздействие Т. и. на вещество тем сильнее, чем тяжелее ион.

Используя ионы с энергиями ~10 МэВ/нуклон, можно изменять свойства материала на глубине до неск. десятков мкм. Ускорители Т. и. высоких энергий позволяют воздействовать на очень глубокие внутр. слои облучаемых мате-

риалов. Пучки Т. и. используются для легирования поверхностных и близких к ним слоёв полупроводниковых материалов. *Ионная имплантация* открывает возможности для изготовления сплавов, к-рые практически невозможно получить др. способами, напр., из-за хим. несовместимости компонентов, препятствующей их взаимному проникновению. Обработка слоёв компонентов пучками Т. и. позволяет «подавить» их несовместимость и получить сплавы с необычно высокими прочностью, термостойкостью, антикоррозионностью и т. д. Таким же путём можно улучшать свойства существующих и создавать новые, в т. ч. и высокотемпературные, *сверхпроводники*.

Пучки Т. и. используются для моделирования радиац. повреждений, вызываемых нейтронами, в тепловыделяющих элементах и конструкц. материалах ядерных реакторов, приводящих к их деформации. Т. и. оказываются приблизительно в 10^6 раз более эффективными в создании *радиационных дефектов*, чем нейтроны. Радиац. эффект, к-рый в реакторах достигается за 1—2 года, с помощью Т. и. может быть промоделирован в течение неск. часов.

Пучки Т. и. применяются для произ-ва фильтров из тонких пластич. плёнок (см. *Ядерные фильтры*).

Лит.: Флеров Г. Н., Барашенков В. С., Практические применения пучков тяжелых ионов, «УФН», 1974, т. 114, в. 2, с. 351.

Г. Н. Флёров, В. С. Барашенков.

ТЯЖЁЛЫЕ ФЕРМИО́НЫ — состояние электронов, в к-ром они образуют ферми-жидкость квазичастиц с аномально большой эфф. массой m. Величина m в 10^2—10^3 раз превышает *эффективную массу* электронов в нормальных и переходных металлах, где, как правило, $m \sim (1-10)m_0$ (m_0 — масса свободного электрона). Состояния Т. ф. наблюдаются в ряде *интерметаллических соединений*, содержащих элементы с недостроенными 4*f*- и 5*f*-оболочками (Ce, Eu, U, Np, по нек-рым данным — Yb).

Свойства Т. ф. проявляются при низких темп-рах: для каждого соединения из этого класса существует характерная темп-ра $T^* \sim 1-10$ К, ниже к-рой его термодинамич. и кинетич. характеристики определяются свойствами ферми-жидкости. Электронная теплоёмкость $C_V = \gamma T$; парамагн. восприимчивость $\chi = \chi_0 = \text{const}$; уд. электросопротивление $\rho = \rho_0 + AT^2$ (см. *Квантовая жидкость*). Однако при этом эфф. энергия Ферми $\mathscr{E}_F$ оказывается очень малой $\mathscr{E}_F \sim T^*$ (в системе единиц $k=1$), так что $\gamma \sim (T^*)^{-1}$, $\chi_0 \sim (T^*)^{-1}$, $A \sim (T^*)^{-2}$. В результате C_V и χ превышают на 2—3 порядка соответствующие величины в нормальных металлах, а ρ быстро возрастает с повышением T до величины 100—200 мкОм·см (рис. 1), отвечающей мин. металлич. проводимости, т. е. минимально возможной в данном веществе длине свободного пробега электронов проводимости (табл.). При высоких темп-рах ρ ведёт себя также аномально, спадая по логарифмич. закону, и, как правило, имеет минимум, характерный для магн. рассеяния с переворотом спина.

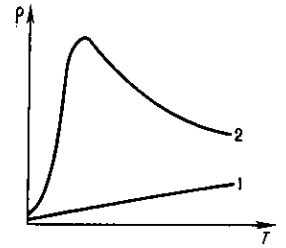


Рис. 1. Зависимость сопротивления в обычных металлах (1) и в соединениях с тяжёлыми фермионами (2).

Магн. восприимчивость χ при высоких темп-рах подчиняется *Кюри — Вейса закону*: $\chi = C/(T-\Theta)$ (рис. 2), причём

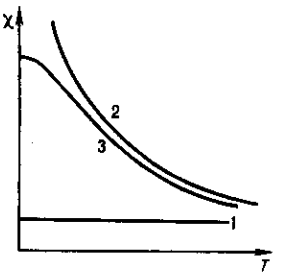


Рис. 2. Зависимость магнитной восприимчивости в немагнитных металлах (1), в веществах с локализованными магнитными моментами (2) и в соединениях с тяжёлыми фермионами (3).

$\Theta < 0$, а эфф. магн. момент μ^*, входящий в постоянную C, по величине близок к соответствующим моментам для ионов Ce^{3+}, U^{3+} или Eu^{2+}. Электронная теплоёмкость C_V с ростом темп-ры становится пропорц. T с коэф. $\gamma \sim 10^{-3}$ Дж/моль·К (рис. 3).

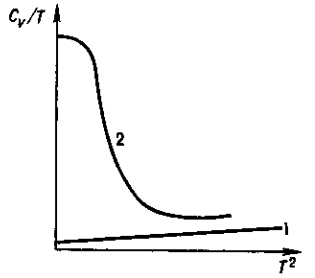


Рис. 3. Зависимость теплоёмкости C_V в обычных металлах (1) и в соединениях с тяжёлыми фермионами (2) в координатах C_V/T, T^2.

Почти все соединения с Т. ф. являются *антиферромагнетиками* с темп-рами Нееля $T_N \sim 5$—20 К. Часть из них обладает эфф. магн. моментами μ^*, близкими к номинальному для трёхзарядных *f*-ионов, а в нек-рых соединениях (UPt_3, $URuSi_2$, $CeCu_6$, $CeAl_3$) магн. моменты аномально малы: $\mu^* \sim (2-5)\cdot 10^{-2}\mu_B$. Эти магн. моменты не являются локализованными, но механизм их образования, по-видимому, не сводится ни к одному из известных механизмов *зонного магнетизма*.

Среди соединений с Т. ф. есть сверхпроводники с темпрой сверхпроводящего перехода $T_c \sim 0{,}5-1{,}5$ К ($CeCu_2Si_2$, UBe_{13}, UPt_3, URu_2Si_2), причём сверхпроводящими являются именно носители с большой эфф. массой. На это указывает большая величина скачка теплоёмкости при $T = T_c$ (рис. 4). Большой скачок C_V при $T = T_c$ указывает на большую энтропию, к-рая в теории ферми-жидкости порядка $T_c/\mathscr{E}_F$ (отсюда малость $\mathscr{E}_F$).

По сверхпроводящим свойствам соединения с Т. ф. существенно отличаются от обычных сверхпроводников (см. *Сверхпроводимость*). Степенная (а не экспоненциальная)

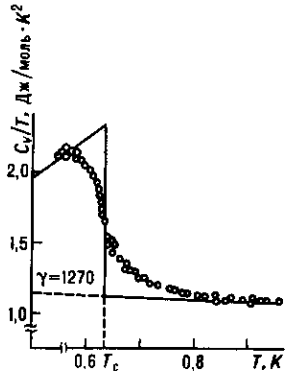


Рис. 4. Скачок электронной теплоёмкости в точке сверхпроводящего перехода в $CeCu_2Si_2$ (сплошная линия — теоретическая зависимость по модели Бардина — Купера — Шриффера).

Металл	γ ($T \to 0$К), мДж/моль·К²	χ_0, СГС/моль	A, мкОм×см/К²	$\frac{m}{m_0}$	T^*, К
$CeCu_2Si_2$	1050	0,0065	10	500	8
$CeAl_3$	1620	0,036	35	800	5
$CeCu_6$	1450	0,027	~30	10^2—10^3	3
UBe_{13}	1100	0,015		10^2—10^3	10
Cu	0,695	$10^{-5} \div 10^{-6}$	10^{-1}	0,1—1,0	$8\cdot 10^4$

зависимость $C_V(T)$, коэф. поглощения ультразвука, теплопроводности, времени релаксации сигнала *ядерного магнитного резонанса* (ЯМР) при $T \sim T_c$ указывает на бесщелевой характер сверхпроводников с Т. ф. Эти данные, а также то обстоятельство, что во всех известных случаях переходу в сверхпроводящее состояние предшествует возникновение антиферромагн. порядка, позволяют предположить возможность сверхпроводящего состояния с ненулевым моментом куперовской пары (скорее всего, *d*-спаривания с $s=0$ и $l=2$) и нефононного механизма спаривания через антиферромагн. *спиновые флуктуации*. Сложная фазовая диаграмма UPt_3 (рис. 5) в магн. поле $\boldsymbol{H}$ указывает на анизотропию параметра сверхпроводящего порядка и его взаимодействие с магн. *параметром порядка*.

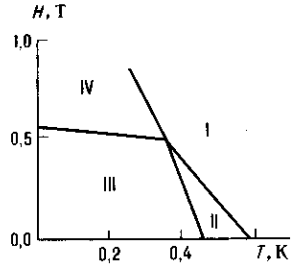


Рис. 5. Фазовая диаграмма UPt_3 в магнитном поле H, параллельном гексагональной оси кристалла; I — антиферромагнитная фаза; II—IV — сверхпроводящие антиферромагнитные фазы, отличающиеся различным характером магнитного упорядочения.

Исчерпывающего теоретич. объяснения явления Т. ф. пока не найдено. Если *f*-уровень лежит глубоко под $\mathscr{E}_F$, то свойства электронов вблизи $\mathscr{E}_F$ могут измениться из-за резонансного рассеяния электронов проводимости на локализованных магн. моментах *f*-центров, сопровождающегося переворотом спина (спин — флип- или *sf*-рассеяние). При $T \to 0$ К *sf*-рассеяние приводит к полному экранированию спина магн. иона (*Кондо эффект*). Характерная темп-ра, при к-рой происходит смена режима от слабого *sf*-рассеяния к сильному экранированию магн. иона (темп-ра Кондо T_K), определяется выражением

$$T_K = \mathscr{E}_F \exp(-\mathscr{E}_F/I_{sf}). \qquad (1)$$

Здесь $\mathscr{E}_F$ — энергия Ферми в отсутствие эффекта Кондо, к-рой отвечает эфф. масса электронов $m = m_0$, а I_{sf} — т. н. *sf*-обменный интеграл. Как правило, $\mathscr{E}_F \gg I_{sf}$, следовательно, $T_K \ll \mathscr{E}_F$.

В интерметаллич. соединениях на основе *f*-элементов магн. ионы образуют периодич. *Кондо-решётку*, но при высоких темп-рах межузельные магн. корреляции слабы и каждый ион является независимым рассеивателем. Отсюда следует кондовское поведение электросопротивления ρ и закон Кюри для магн. восприимчивости χ при $T > T_K$.

При понижении T в конкуренцию с Кондо рассеянием вступает тенденция к антиферромагн. упорядочению, связанному с косвенным обменным Рудермана — Киттеля — Касуя — Иосида взаимодействием (см. *РККИ-обменное взаимодействие*) локализованных моментов через электроны проводимости. РККИ-взаимодействие характеризуется энергией

$$T_{РККИ} \sim I^2/\mathscr{E}_F. \qquad (2)$$

От соотношения между $T_{РККИ}$ и T_K зависят свойства осн. состояния системы. Если *f*-уровень лежит близко к уровню Ферми и «размыт» в *f*-зону за счёт его гибридизации с электронами проводимости, то вблизи $\mathscr{E}_F$ плотность состояний $g(\mathscr{E})$ выше, чем в обычных металлах, на 2—3 порядка. Аномально высокое значение $g(\mathscr{E})$ в случае Т. ф. может быть связано с *промежуточной валентностью*.

Можно также предполагать, что возникновение Т. ф. тесно связано с неустойчивостью валентных *f*-оболочек ионов Ce, U, Np. В этих ионах происходит «коллапс» *f*-оболочки — из атомных оболочек радиусом 10—15 *Бора* радиусов a_0 в сжатую орбиталь радиусом меньше a_0. В ситонов и актинидов даже в свободном состоянии, а в кристалле экранирование может привести к неустойчивости относительно перехода *f*-электрона либо обратно на «внешнюю» *f*-орбиту, либо в *d*-оболочку.

Классификацию интерметаллич. соединений, содержащих *f*-элементы, иллюстрирует рис. 6. В большинстве со-

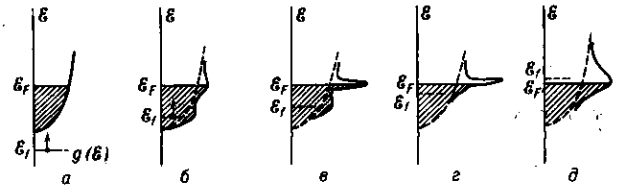


Рис. 6. Схема энергетических электронных уровней интерметаллических соединений, содержащих *f*-элементы, при различных величинах энергии связи $\mathscr{E}_f$ электрона в *f*-оболочке. Пунктиром показана плотность состояний $g(\mathscr{E})$ в отсутствие *sf*-взаимодействия. Стрелки символизируют нескомпенсированные магнитные моменты *f*-ионов и электронов проводимости.

единений реализуется ситуация, в к-рой $T_{РККИ} \gg T_K$ и многоэлектронные эффекты несущественны. Эти соединения представляют собой магнетики с локализованными на *f*-ионах магн. моментами и слабо подмагниченными электронами проводимости.

В системах с менее глубокими *f*-уровнями (рис. 6, *б*) наряду с РККИ-взаимодействием начинает играть роль гибридизация *f*-электронов с электронами проводимости:

$$I_{sf} \approx V^2/(\mathscr{E}_F - \mathscr{E}_f). \qquad (3)$$

Здесь V — матричный элемент *sf*-взаимодействия. Разность $\mathscr{E}_F - \mathscr{E}_f$ характеризует положение *f*-уровня. В этом случае $T_{РККИ} \gtrsim T_K$ система обладает целочисленной валентностью, но Кондо рассеяние существенно усложняет магн. структуру. В её формирование наряду с локализованными моментами существенный вклад вносят экранирующие их электроны проводимости.

В случае $T_{РККИ} < T_K$ (рис. 6, *в*) экранирующее действие Кондо рассеяния почти полностью уничтожает магн. порядок, но при этом вблизи $\mathscr{E}_F$ возникает узкая зона шириной порядка T_K в виде пика (резонанса) плотности состояний $g(\mathscr{E})$. Этот резонанс определяет низкотемпературные ферми-жидкостные свойства системы. В теории решёток Кондо характерная энергия при низких темп-рах $T^* \approx T_K \ll \mathscr{E}_F$. В случаях 6 (*б*, *в*) валентность остаётся почти целочисленной, т. е. имеют место Кондо решётки.

В случае 6 (*г*) уровень $\mathscr{E}_f$ столь близок к $\mathscr{E}_F$, а его гибридизационное уширение $\Gamma \sim I_{sf}$ столь велико, что система приобретает свойство промежуточной валентности. При этом рассеяние на флуктуациях валентности даёт в формирование резонанса не менее существенный вклад, чем рассеяние с переворотом спина. В случае 6 (*д*), когда $\Gamma \sim \mathscr{E}_F$, *f*-электроны перестают отличаться от обычных электронов проводимости и мы имеем дело с *f*-металлами типа U или Np, хотя флуктуации спиновой плотности могут и здесь давать существенный вклад в m. Системы с Т. ф. на основе Ce, как правило, относятся к случаю 6 (*в*), а соединения U — к случаю 6 (*г*).

К группе веществ с Т. ф. обычно относят соединения, у к-рых $\gamma > 400$ мДж/моль·К^2. Это выделение условно, т. к. обнаружены десятки соединений, среди к-рых есть металлы, полуметаллы и даже полупроводники, у к-рых γ значительно превышает характерные для нормальных металлов величины, принимая значения от 10 до 2000 мДж/моль·К^2. Эти системы образуют класс соединений с нестабильной валентностью, и своеобразие их свойств определяется спиновыми и зарядовыми флуктуациями в *f*-оболочках входящих в их состав ионов лантанидов и актинидов.

«Rev. Mod. Phys.», 1984, v. 56, p. 755; Ott H. R., «Progress in Low Temperature Physics», 1987, v. 11, p. 217; Frontiers and borderlines in many-particle physics, Amst., 1988 (International School «Enrico Fermi», v. 104, eds. J. R. Schrieffer, R. A. Broglia). *К. А. Кикоин.*

ТЯЖЁЛЫЙ ЛЕПТО́Н — общее название для группы элементарных частиц, заряженных или нейтральных, обладающих свойствами *лептонов* и массой, заметно превышающей массу мюона (105,66 МэВ). Первой и единственной обнаруженной в этой группе частицей является заряженный *тау-лептон* ($m_\tau = 1777$ МэВ), др. Т. л. пока не обнаружены. Поэтому τ-лептон иногда именуют просто Т. л. Однако ввиду возможности открытия др. Т. л. такое отождествление нецелесообразно. На нач. 90-х гг. эксперим. ограничения снизу на массы возможных дополнит. Т. л. [заряженных ($L^{\pm}$) и нейтральных (L^0)] следующие:

$$m_{L\pm} > 44{,}3 \text{ ГэВ},$$

$$m_{L0} > 42{,}7 \text{ ГэВ}$$

А. А. Комар.

ТЯЖЁЛЫХ ИО́НОВ УСКОРИ́ТЕЛИ — мощные ускорит. установки, предназначенные для получения интенсивных пучков тяжёлых ионов (элементов тяжелее лития) в широком диапазоне масс и энергий. Использование пучков ускоренных тяжёлых ионов стало в кон. 20 в. осн. методом исследований в области ядерной физики. Тяжёлые ионы используются в изучении *деления ядер*, свойств ядер вблизи границы устойчивости, в исследовании механизма взаимодействия сложных ядерных систем, состоящих из большого числа нуклонов, в к-рых проявляются коллективные эффекты, связанные со свойствами ядерной материи. Это позволяет получать важную физ. информацию не только в области ядерной физики, но и в физике твёрдого тела, астрофизике и др. Реакции с тяжёлыми ионами дают принципиальные возможности для синтеза тяжёлых элементов, включая синтез и изучение свойств сверхтяжёлых элементов.

Большие удельные потери тяжёлых ионов позволяют исследовать вещество в экстремальных состояниях, в условиях сверхвысоких темп-р и существенного изменения структуры материала. Эти уникальные свойства тяжёлых ионов дают возможность использования их для моделирования радиац. повреждений разл. материалов, подвергающихся воздействию больших нейтронных потоков в совр. ядерных реакторах, для глубокой послойной имплантации в разл. вещества, включая монокристаллы, при создании прецизионных трековых мембран, в биофизике, биомедицине и т. д. Т. о., исследования с помощью тяжёлых ионов проводятся во мн. областях, связанных как с фундам. проблемами совр. ядерной физики, так и с решением прикладных задач.

Методы генерации (получения) тяжёлых ионов. Диапазон ускоряемых частиц и интенсивность пучка во многом определяются возможностями *ионных источников*. Для Т. и. у. используются источники высокозарядных ионов.

Вероятность образования иона с зарядом Z в результате одиночного электронного удара быстро уменьшается с увеличением Z, поэтому для получения достаточно эффективного выхода высокозарядных ионов используют процессы многократной ионизации. Для этого необходимо увеличить время пребывания ионов в облаке плазмы, содержащей горячие электроны. Темп-ра электронов E_e должна лежать в диапазоне кэВ (1 кэВ $\simeq 10^7$ К), если необходимо достичь больших значений Z и избежать процессов прямого захвата электронов (процесс рекомбинации). Кроме того, для образования высокозарядных ионов должно выполняться условие $n/n_0 \gg 1$, т. е. плотность плазмы n должна превосходить плотность нейтрального газа n_0, чтобы свести до минимума захват электронов в результате столкновений. Если обозначить концентрацию электронов в плазме n_e, а время её удержания τ, то условия образования многозарядных ионов для трёх типичных случаев можно записать след. образом:

а) если $n_e\tau \sim 10^8$ с/см^3, $E_e < 100$ эВ, то образуются тяжёлые ионы с малым Z;

б) многозарядные ионы лёгких элементов с макс. Z (полная обдирка) образуются, если $n_e\tau \sim 10^{10}$ с/см^3, $E_e < 5$ кэВ;

в) многозарядные ионы тяжёлых элементов с большим Z образуются при $n_e\tau \sim 10^{13}$ с/см^3, $E_e \sim 40$ кэВ.

Эти условия реализуются в той или иной степени в разл. конкретных типах источников.

Дуаплазмотрон (DP). В источнике этого типа разрядный столб зажигается между катодом и анодом сквозь канал промежуточного электрода. В зазоре анод — промежуточный электрод за счёт сильного неоднородного радиально-симметричного магн. поля, создаваемого наконечниками электродов, образуется плотная анодная плазма, обладающая повышенной по сравнению с катодной плазмой темп-рой вторичных электронов. Эти электроны ионизуют рабочее вещество вплоть до образования многозарядных ионов. Осн. параметры DP: $n_e\tau \sim 10^8$ с/см^3, $E_e = 10$ эВ, длительность импульса 1 мс, частота повторения 100 Гц. Однако возможности DP ограничены из-за малой величины $n_e\tau$, поэтому он в осн. используется как источник низкозарядных ионов для инжекторов *линейных ускорителей* (для малых Z он позволяет получать большие импульсные интенсивности пучка).

Дуговой источник (PIG). В дуговом источнике образование многозарядных ионов происходит в плазменном разряде за счёт ступенчатой ионизации (~100 мкс) нейтрального газа электронами, осциллирующими в магн. поле в промежутке катод — антикатод. Осн. параметры PIG: $n_e\tau \sim 10^9$ с/см^3, $E_e \sim 100$ эВ, длительность импульса 1—3 мс при частоте повторения импульсов 100—200 Гц. В плазменном разряде источника PIG в результате ионной бомбардировки происходит интенсивное разрушение материала катода и антикатода, вследствие чего срок службы источника обычно не превосходит 25—30 ч. Тем не менее источник данного типа позволяет получать в определ. диапазоне зарядового спектра наиб. интенсивности пучков ионов из веществ, находящихся как в газовой, так и твердотельной фазах.

Источник с электронно-циклотронным резонансом (ECR). Этот тип источника — двухступенчатый. В первой ступени с помощью электронов, разогретых за счёт передачи энергии вынужденных СВЧ-колебаний на ларморовской электронной частоте $f_л$, создаётся низкозарядная плазма при давлении 10^{-2}—10^{-3} тор (подводимая мощность СВЧ < 0,5 кВт, $f_л = 6{,}4$—16 ГГц для разл. типов конструкций). Во второй стадии создаётся давление $\sim 10^{-7}$ тор, холодная плазма диффундирует в зеркальную *магнитную ловушку*, где за счёт электронно-циклотронного резонанса (мощность СВЧ 1—1,5 кВт) энергия электронов плазмы повышается до 1—10 кэВ. Магн. ловушка в зоне ионизации плазмы быстрыми электронами увеличивает время их взаимодействия с ионами до 10—50 мс ($n_e\tau \sim 10^{10}$ с/см^3) и заметно повышает заряд ионов. Источник прекрасно воспроизводит характеристики пучка, обладает высокой надёжностью в работе и большим сроком службы.

Лазерный источник (ЛИМЗ). В источнике этого типа в результате взаимодействия сфокусированного лазерного излучения с поверхностью мишени создаётся плазменный факел с высокими темп-рой и плотностью электронов, поглощающий осн. часть световой энергии. В нём за времена ~1 мкс происходят ионизация и образование *многозарядных ионов*. Осн. параметры лазерного источника при использовании CO_2-лазера: $n_e\tau \sim 10^{11}$ с/см^3, E_e до 100 эВ, длительность импульса 1—10 мкс при частоте повторения импульсов 1 Гц. Источник позволяет получать высокозарядные ионы с относительно большой интенсивностью пучка в импульсе, поэтому он применяется в ускорителях импульсного действия (синхротроны, накопительные кольца).

Электронно-лучевой источник (EBIS). В этом источнике образование высокозарядных ионов происходит в результате длительного (сотни мс) времени взаимодействия низкозарядных ионов с интенсивным электронным пучком с энергией в неск. десятков кэВ и плотностью тока до 1000 А/см^2. Такие времена взаимодействия обеспечиваются удержанием ионов в потенц. яме, образованной в ради-

альном направлении полем пространств. заряда электронного пучка, проходящего внутри системы дрейфовой трубки, а в аксиальном направлении — подъёмом потенциала на крайних секциях дрейфовой трубки. Осн. параметры электронно-лучевого источника: $n_e\tau \sim 10^{12}$ с/см^3, $E_e \sim (50-60)$ кэВ, длительность импульса ~ 50 мкс при частоте повторения импульсов 1 Гц. Этот источник используется в ускорителях импульсного действия.

Особенности работы источников можно проиллюстрировать нек-рыми графиками. На рис. 1 представлена рабо-

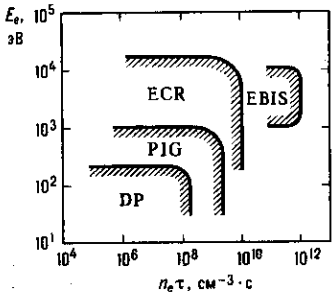


Рис. 1. Рабочая область параметров E_e и $n_e\tau$ для различных типов источников тяжёлых ионов: DP — дуаплазмотрон; PIG — дуговой источник; ECR — источник с электронно-циклотронным резонансом; EBIS — электронно-лучевой источник.

чая область параметров E_e и $n_e\tau$ для разл. типов источников тяжёлых ионов, а какими зарядами обладают генерируемые этими источниками ионы, можно видеть из

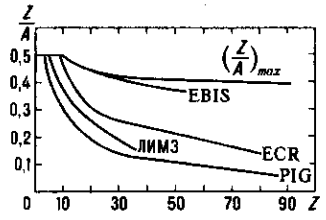


Рис. 2. Возможности источников тяжёлых ионов различного типа. Верхняя кривая $(Z/A)_{max}$ соответствует полностью обдирным ионам, где Z и A — атомный номер и масса иона соответственно.

рис. 2. Зависимость интенсивности пучка от заряда для ионов Xe в разл. типах источников приведена на рис. 3.

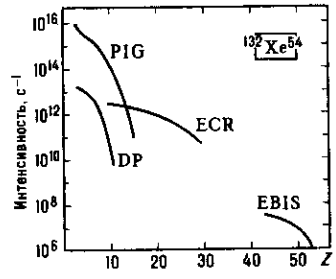


Рис. 3. Зависимость интенсивности пучка от заряда для ионов Xe в различных типах источников.

Кроме получения ионов непосредственно из источника, возможен и др. метод генерации высокозарядных ионов. Ускоренные тяжёлые ионы при прохождении через тонкую мишень (газовую или твердотельную) в результате взаимодействия с атомами мишени теряют часть электронов и увеличивают своё зарядовое состояние. При равновесной толщине мишени прошедшие частицы имеют заряды Z, распределённые вокруг нек-рого среднего, равновесного заряда по нормальному закону Гаусса $F(Z) = (1/d\sqrt{2\pi})\exp[-(Z-\bar{Z})^2/2d^2]$. Равновесный заряд $\bar{Z}$ определяется атомным номером ускоренной частицы и её скоростью (энергией). Величина равновесного заряда растёт с энергией ионов, а дисперсия распределения d падает с её увеличением. Этот метод получения высокозарядных тяжёлых ионов, называемый обдиркой, широко используется и является основой для создания больших ускорительных комплексов разл. типов, позволяющих получать пучки ионов в большом диапазоне масс и энергий.

Ускорение тяжёлых ионов в электростатических и линейных ускорителях. Этот способ ускорения достаточно широко распространился в последние 20—25 лет. В ускорителях этого типа получают пучки с высоким энергетич. разрешением ($\Delta E/E \leqslant 10^{-3}$), малым *эмиттансом* (неск. $\pi\cdot$мм$\cdot$мрад) и плавной вариацией по энергии, что весьма удобно в прецизионных исследованиях структуры ядерной материи. Схема совр. эл.-статич. ускорителя дана на рис. 4. Пучок отрицат. ионов, генерируемых в источнике, ускоряется высоковольтным инжектором и затем вводится в осн. ускоритель, представляющий собой заполненный изолирующим газом под высоким давлением кожух, внутри к-рого расположена система ускоряющих трубок. Здесь ионы, пройдя через газовую или твер-

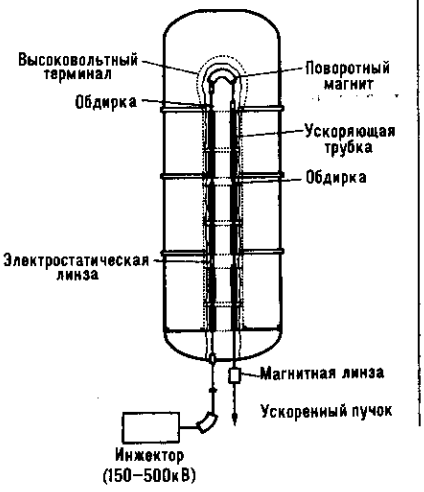


Рис. 4. Схематическое изображение современного электростатического ускорителя вертикального типа.

дотельную мишень (или их комбинацию), в результате обдирки увеличивают свой заряд и ускоряются высоковольтным потенциалом терминала до конечной энергии (эффективность обдирки зависит от типа ионов и величины высоковольтного потенциала).

Энергия ионов на выходе ускорителя для одной обдирки определяется выражением $E = V_т(1+\bar{Z}_1) + V_и$, где E — полная энергия, $V_т$ и $V_и$ — потенциалы на терминале и инжекции соответственно, $\bar{Z}_1$ — равновесный заряд иона после обдирки. Для двойной обдирки $E = V_т[1+(1/3)\bar{Z}_1 + (2/3)\bar{Z}_2] + V_и$, где $\bar{Z}_2$ — равновесный заряд иона после второй обдирки. Расчётные зависимости масс тяжёлых ионов, ускоренных до энергии 6 МэВ/нуклон (энергия кулоновского барьера на урановой мишени), от значения высоковольтного потенциала на терминале для 4 комбинаций обдирочных мишеней представлены на рис. 5. Интенсивность ускоренного до конечной энергии пучка для ио-

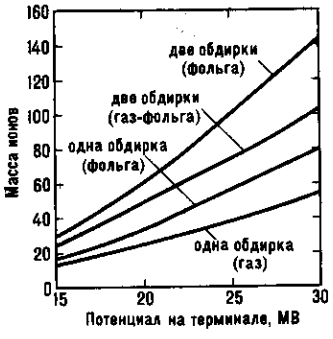


Рис. 5. Зависимость массы тяжёлых ионов, ускоренных в электростатическом ускорителе до энергии 6 МэВ/нуклон от высоковольтного потенциала на терминале для четырёх комбинаций обдирочных мишеней. Для одиночной обдирки фольга или газовая мишень находятся под потенциалом терминала, в случае двойной обдирки вторая мишень установлена под 2/3 потенциала терминала.

нов ср. масс ($A \leqslant 100$) при двойной обдирке (фольга — фольга) составляет $\sim 5\cdot 10^{-3}$ от интенсивности инжектируемого пучка.

Эл.-статич. ускорители позволяют получать пучки тяжёлых ионов в массовом диапазоне $A \leqslant 100$ с энергией до 10 МэВ/нуклон и интенсивностями ($10^9 - 10^{11}$) с$^{-1}$. Дальнейшее увеличение энергии и расширение диапазона ускоряемых масс связано с их использованием в качестве инжекторов в ускорители др. типов (циклотроны; линейные ускорители, синхротроны).

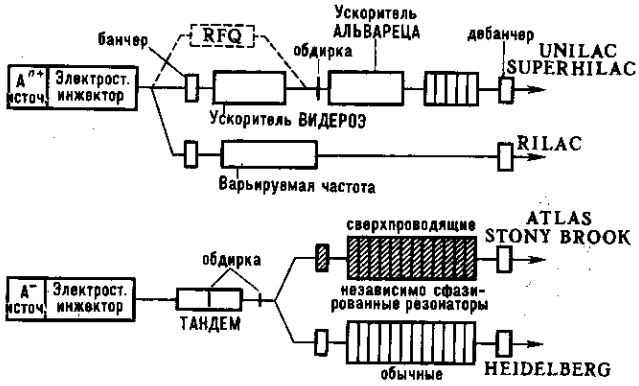


Рис. 6. Различные схемы линейных ускорителей тяжёлых ионов.

Ускорение тяжёлых ионов может быть и на линейных ускорителях (рис. 6). Наиб. совр. конструкцией «классического» линейного ускорителя является ускоритель UNILAC (Германия, Дармштадт), на котором получены пучки разл. ионов от ^{14}N до ^{238}U с макс. энергией 20 МэВ/нуклон и интенсивностями $(10^{13}-2\cdot10^{11})\,с^{-1}$. Ионы, вытягиваемые из источника, сначала ускоряются эл.-статич. инжектором, а после банчировки — ВЧ-структурой Видероэ, на выходе к-рой ионы приобретают энергию 1,4 МэВ/нуклон. Далее, пройдя через обдирочную мишень, ионы увеличивают свой первонач. заряд в 3—4 раза и ускоряются 4 ВЧ-секциями Альвареца до энергии 11,4 МэВ/нуклон. Поскольку ускорители Видероэ и Альвареца работают на фиксированной частоте, энергия ускоренных ионов постоянна. Для её изменения используются 17 независимо сфазированных однозазорных резонаторов, к-рые дают возможность получать пучки ионов от 2 до 20 МэВ/нуклон. Длина ускорителя UNILAC равна 112 м, потребляемая импульсная мощность 34 МВт (ср. мощность $\gtrsim$8 МВт). Существ. повышение энергии ионов представляет серьёзную техн. проблему и связано со значит. увеличением мощности питания. Предел интенсивности ускоренного пучка определяется возможностями первой ступени, где при высоких плотностях тока пучка и относительно низкой энергии ионов весьма значительно кулоновское расталкивание. Это ограничение может быть ослаблено, если в качестве начального использовать линейный ускоритель с ВЧ квадрупольной фокусировкой (RFQ-структура). Другой разновидностью линейных ускорителей является ускоритель с варьируемой частотой RILAC, состоящий из 6 четвертьволновых резонаторов, частота к-рых изменяется от 17 до 45 МГц и к-рые обеспечивают суммарный ускоряющий потенциал 20 МВ. Величина потребляемой ВЧ мощности составляет 400 кВт на ниж. частоте и 1200 кВт на верхней. На RILAC получены пучки ускоренных ионов от ^{14}N до ^{129}Xe с энергиями (4—0,8) МэВ/нуклон и интенсивностями $(6\cdot10^{13}-10^{12})\,с^{-1}$. Дальнейшее повышение энергии в линейных ускорителях такого типа связано со значит. увеличением ВЧ-мощности, что делает ускорение пучка до более высоких энергий нерациональным.

Кроме описанных установок для ускорения тяжёлых ионов реализованы и др. схемы. В них в качестве первой ступени используется эл.-статич. ускоритель, пучок к-рого после обдирки инжектируется и ускоряется отдельными, независимо сфазированными ВЧ-резонаторами (обычными или сверхпроводящими). По сравнению с обычными резонаторами, темп ускорения у к-рых $\sim$1 МВ/м, сверхпроводящие позволяют реализовать более эффективное ускорение (до 5 МВ/м). В ускорителях такого типа конечная энергия определяется количеством ВЧ-резонаторов, а интенсивность пучка ограничена возможностями инжектора и для ионов ср. масс не превышает $10^{10}\,с^{-1}$. Увеличить интенсивность пучка можно заменой эл.-статич. ускорителя на линейный с RFQ-структурой, что позволяет ускорять относительно интенсивные пучки до энергий, достаточных для ввода и дальнейшего ускорения системой одиночных резонаторов. Зависимость макс. кинетич. энергии тяжёлых ионов от массы для нек-рых линейных ускорителей представлена на рис. 7.

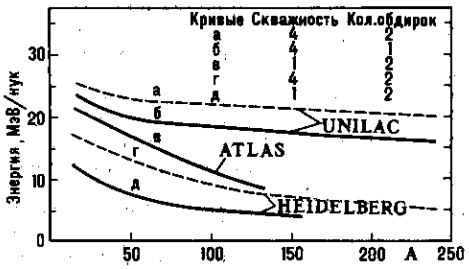


Рис. 7. Зависимость максимальной кинетической энергии тяжёлых ионов от массы для различных линейных ускорителей.

Будущее развитие линейных ускорителей связано с их использованием в качестве инжекторов в синхротроны или накопители тяжёлых ионов, для к-рых применение RFQ-структур позволит получать большие импульсные интенсивности ускоренного пучка.

Циклотронный метод ускорения тяжёлых ионов. Этот метод при сравнительно разумных затратах даёт возможность получать интенсивные пучки тяжёлых ионов достаточно высоких энергий (сотни МэВ/нуклон) в широком диапазоне масс (вплоть до урана) и с хорошим качеством ($\Delta E/E<10^{-3}$, эмиттанс пучка в обеих плоскостях $\leqslant5\pi\cdot$мм$\cdot$мрад). Для циклотрона принципиально существуют прямой метод ускорения ионов, при к-ром заряд частицы из ионного источника остаётся постоянным в процессе всего цикла ускорения, и каскадный способ ускорения со скачкообразным увеличением заряда частицы за счёт обдирки на каждом этапе. Интенсивность пучков при прямом ускорении ионов целиком определяется интенсивностью высокозарядных ионов, полученных из источника, а энергия ионов определяется величиной магн. жёсткости (размерами установки). При каскадном методе ускорения ионы с относительно низким зарядом (и, следовательно, высокой интенсивностью) ускоряются до определ. энергии (наиб. оптимальна энергия 1—2 МэВ/нуклон) и после обдирки на мишени (однократной или многократной), увеличив свой заряд, поступают в дальнейшее ускорение. Поскольку предускоритель рассчитан на относительно низкую энергию, а осн. прирост энергии частицы приобретают, обладая высоким зарядом, каскадный метод ускорения (рис. 8) представляется достаточно оптимальным для получения высокой энергии пучка (интенсивность пучка с конечной энергией в значит. степени определяется возможностями инжектора). В связи с большим прогрессом в создании источников высокозарядных ионов (особенно ECR-типа) трудно однозначно отдать предпочтение

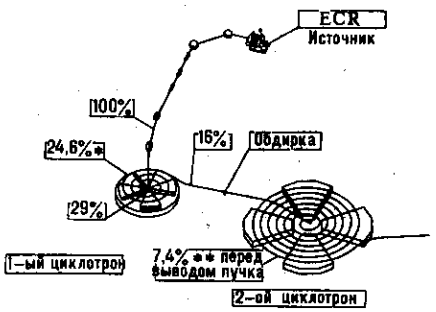


Рис. 8. Схема каскадного способа ускорения тяжёлых ионов в циклотроне.

к.-л. из способов, и выбор конкретного варианта является определённым компромиссом между требуемыми энергией, интенсивностью ионов, а также стоимостью ускорителя.

Расширение возможностей прямого метода ускорения в первую очередь связано с получением высокого уровня магн. поля (увеличение диаметра полюса D нецелесообразно, т. к. вес электромагнита пропорционален D^3), что достигается применением сверхпроводящих материалов. В разл. научных центрах мира созданы циклотроны с макс. уровнем ср. поля (40—53) кГс, к-рое реализуется с помощью сверхпроводящей основной обмотки и железных секторов, обеспечивающих азимутальную вариацию магн. поля.

Синхротронный метод ускорения тяжёлых ионов. Получение высоких энергий заряж. частиц (более 1 ГэВ/нуклон) наиб. оптимально осуществить на ускорителях синхротронного типа, и в этом смысле ускорение тяжёлых ионов не является исключением. Для его реализации применяется каскадный способ ускорения с использованием обдирки (однократной или многократной). Для получения очень высоких энергий (100—200 ГэВ/нуклон) применяется неск. ускоряющих колец, каждое из к-рых выполняет роль умножителя энергии. Инжектором в синхротроне, как правило, служит линейный ускоритель, нач. часть к-рого для существ. увеличения импульсной интенсивности пучка тяжёлых ионов представляет собой ВЧ-структуру REQ-типа. Ускорительно-накопит. комплексы тяжёлых ионов одновременно с получением ускоренных первичных и вторичных (радиоакт.) пучков разл. ядер позволяют за счёт использования совр. методов охлаждения пучков (электронное, стохастическое, лазерное) существенно улучшить их качество (энергетич. разброс $10^{-4}-10^{-6}$ в зависимости от интенсивности накопленного пучка, эмиттанс пучка $<1\pi\cdot$мм$\cdot$мрад) и яркость. Кроме классич. схем ускорителей, в к-рых движущийся пучок взаимодействует с неподвижной мишенью, с целью значит. повышения эффективности использования энергии частиц применяется метод встречных пучков — соударяются частицы, принадлежащие двум пучкам, движущимся навстречу друг другу (рис. 9). Примером такого комплекса является сооружае-

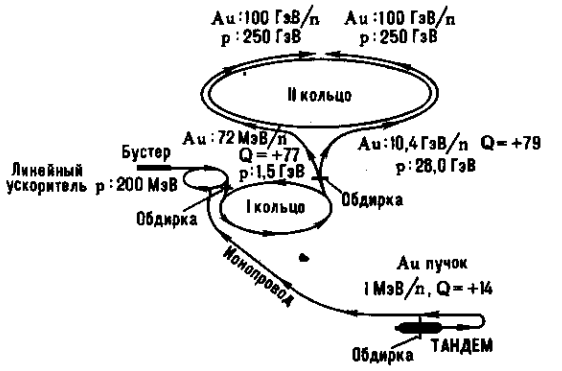


Рис. 9. Общая схема ускорительного комплекса тяжёлых ионов со встречными пучками (на примере релятивистского коллайдера RHIC).

мый в Брукхейвене (США) релятивистский коллайдер RHIC, предназначенный для получения сталкивающихся пучков ионов золота с энергией 100 ГэВ/нуклон каждый и светимостью $2\cdot10^{26}$ см$^{-2}\cdot$с$^{-1}$ (кроме тяжёлых ионов на нём возможно получение сталкивающихся пучков протонов с энергией 250 ГэВ и светимостью $1{,}5\cdot10^{31}$ см$^{-2}\cdot$с$^{-1}$).

Лит.: Лебедев А. Н., Шальнов А. В., Основы физики и техники ускорителей, 2 изд., т. 1—2, М., 1991; Treatise on heavy-ion science, ed. by D. A. Bromley, v. 1—8, N. Y.— L., 1984—89; Proceedings of the International Conference on Electrostatic Accelerators, «Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Research, sect. A», 1984, v. 220, № 1; Separate preprints of the 2 European Particle Accelerator Conference, Nice, France, 1990; Papers 1991 IEEE Particle Accelerator Conference, S. F., 1991; Proceedings of the 4th International Conference on Ion Sources, Bensheim, Germany, «Rev. of Sci. Instruments», 1992, v. 63, № 4, pt 2; Proceedings of the 13th International Conference on Cyclotrons and their Applications, Vancouver, Canada, 1992.

Р. Ц. Оганесян.

У

УА́ЙТМЕНА ФУ́НКЦИИ (Вайтмана функции, Уайтмана функции) — *вакуумные средние* произведения гейзенберговых операторов поля (см. *Гейзенберга представление*).

Трудности стандартной лагранжево-гамильтоновой теории поля стимулировали в кон. 50—60-х гг. развитие аксиоматич. подхода, опирающегося не на явные ур-ния движения, а на нек-рые необходимые для любой разумной теории осн. свойства типа релятивистской инвариантности, причинности и др., требование выполнения к-рых налагается в форме аксиом (см. *Аксиоматическая квантовая теория поля*). Один из наиболее разработанных вариантов такого подхода связан с именем А. С. Уайтмена (A. S.Wightman), к-рый выбрал в качестве осн. объекта оператор гейзенбергова поля $A(x)$ (для простоты — одного и скалярного). Работать с операторнозначной *обобщённой функцией* $A(x)$ не всегда удобно, поэтому в методе Уайтмена вводится параллельно бесконечная последовательность числовых обобщённых ф-ций (У. ф.)

$$W_n(x_1,\dots,x_n)=\langle 0|A(x_1)\dots A(x_n)|0\rangle$$

и осн. аксиомы переводятся на язык этих ф-ций.

Чтобы гейзенбергово поле $A(x)$ существовало в качестве обобщённого оператора в квантово-механич. гильбертовом пространстве, надо потребовать, чтобы У. ф. были бы обобщёнными ф-циями медленного роста.

Для вещественности поля $A(x)$ должно выполняться соотношение

$$W_n^*(x_1,\dots,x_n)=W_n(x_n,\dots,x_1).$$

Инвариантность относительно неоднородных преобразований Лоренца $x\to\Lambda x+a$ влечёт требование

$$W_n(x_1,\dots,x_n)=W_n(\Lambda x_1+a,\dots,\Lambda x_n+a). \qquad (*)$$

Условие причинности входит в аксиоматику Уайтмена в виде требования локальной коммутативности полей $A(x)$ и $A(y)$ в пространственно-подобных точках x и y, что на языке У. ф. требует

$$W_n(x_1,\dots,x_j,x_{j+1},\dots,x_n)=W_n(x_1,\dots,x_{j+1},x_j,\dots,x_n)$$

для $x_j\sim x_{j+1}$.

Следующая аксиома, по существу, содержит условие отсутствия *тахионов*; она требует, чтобы спектр 4-импульса (кроме точки 0) был сосредоточен внутри светового конуса будущего. [4-импульс попадает в несодержащую ни лагранжева, ни гамильтонова формализма теорию из требования релятивистской инвариантности, т. е. через посредство унитарного оператора $T(a)=e^{iPa}$, преобразующего сам оператор поля A при пространственно-временном сдвиге на a:

$$T(a)A(x)T^{-1}(a)=A(x+a).]$$

Чтобы перевести эту аксиому на язык У. ф., удобно ввести фурье-образы (ФО):

$$\tilde W_n(p_1,\dots,p_n)=\frac{1}{(2\pi)^{4n}}\int dx_1\dots dx_n e^{-i\Sigma px}W_n(x_1,\dots,x_n).$$

Если учесть, что в силу (*) У. ф. зависят только от разностей координат:

$$W_n(x_1,\dots,x_n)=w_n(\xi_2,\dots,\xi_n),\quad \xi_i=x_i-x_{i-1},$$

то ФО можно представить в виде

$$\tilde{W}_n(p_1,\dots,p_n)=\frac{1}{(2\pi)^{4n}}\int dx_1\,d\xi_2\dots d\xi_n\times\exp\left[-i(q_1x_1+\right.$$
$$\left.+q_2\xi_2+\dots+q_n\xi_n)\right]\tilde{w}_n(\xi_2\dots\xi_n)=\delta(q_1)\tilde{w}(q_2,\dots,q_n),$$

где

$$q_j=\sum_{i=j}^{n}p_i.$$

В терминах ФО формулируется аксиома спектральности, к-рая требует, чтобы ф-ции $\tilde{w}_n(q_2,\dots,q_n)$ были бы отличны от нуля только тогда, когда все $q_2,\dots,q_n$ лежат в *световых конусах* будущего:

$$\tilde{w}(q_2,\dots,q_n)\neq 0,\ \text{только если все } q_j>0.$$

Наконец надо ещё потребовать, чтобы состояния, получающиеся из вакуума действием операторов поля $A(x)$, обладали положит. нормой; это накладывает на У. ф. систему нелинейных ограничений: для любых N и любых пробных ф-ций $\varphi_n=\varphi(x_1,\dots,x_n),\quad n=0,1,\dots,N$

$$\sum_{m,n=0}^{N}\int dy_1\dots dy_m\,dx_1\dots dx_n\varphi_m^*(y_1,\dots,y_m)\varphi_n(x_1,\dots,x_n)\times$$
$$\times W_{m+n}(y_m,\dots,y_1,x_1,\dots,x_n)\geqslant 0.$$

Возможность работать с обобщёнными числовыми У. ф. определяется доказанной Уайтменом осн. теоремой о реконструкции. Пусть $W_n(x_1,\dots,x_n)$, $n=0,1,\dots$ есть последовательность обобщённых ф-ций в пространстве $4n$ измерений, удовлетворяющих сформулированным выше условиям. Тогда существуют: гильбертово пространство $\mathfrak{R}$, представление неоднородной группы Лоренца $U(a,\Lambda)$, состояние вакуума $|0\rangle$ и нейтральное скалярное поле $A(x)$, такие, что средние по вакууму от произведений n операторов $A(x)$ будут равны $W_n(x_1,x_2,\dots,x_n)$.

Особенная плодотворность использования обобщённых У. ф. определяется теоремой, утверждающей, что каждая обобщённая У. ф. $w_n(\xi_2,\dots,\xi_n)$ является граничным значением аналитич. ф-ции $w_n(z_2,\dots,z_n)$ комплексных переменных $z_2,\dots,z_n$, голоморфной в трубе будущего $\operatorname{Im}z_j>0$, $j=2,\dots,n$, что позволяет использовать мощный аппарат теории ф-ций многих комплексных переменных.

Лит.: Wightman A. S., Quantum field theory in terms of vacuum expetation values, «Phys. Rev.», 1956, v. 101, p. 860; Швебер С., Введение в релятивистскую квантовую теорию поля, пер. с англ., М., 1963; Йост Р., Общая теория квантованных полей, пер. с англ., М., 1967.

Б. В. Медведев.

УБЕГА́ЮЩИЕ ЭЛЕКТРО́НЫ — электроны полностью ионизованной плазмы, ускоряемые внеш. электрич. полем, в к-ром находится плазма. Несмотря на то что этому ускорению мешает сила трения электронов об ионы, часть электронов может непрерывно ускоряться вплоть до больших энергий — «убегать» от ионов. У. э. могут наблюдаться, напр., в экспериментах на плазменных установках типа *токамак*.

Теория убегания [Джованелли Р. (Giovanelly R.), Дрейцер Х. (Dreicer H., 1949), А. Гуревич и др.] кратко состоит в следующем. В электрич. поле с напряжённостью E на электрон с зарядом e действует ускоряющая сила eE и тормозящая сила трения его об ионы F, к-рая при малых скоростях электронов v растёт пропорционально скорости: $F=-vm/\tau$, где m — масса электрона; τ — время торможения. Далее, с ростом скорости эта сила достигает максимума $F_{макс}$, а при ещё больших скоростях ($\sim$тепловых) убывает. Максимуму силы трения соответствует определённое критич. значение поля $E_{крит}=F_{макс}/e$, к-рое, как показывают детальные расчёты, равно $E_{крит}=\Lambda|e|/2r_D^2$, где $\Lambda=12$ (*кулоновский логарифм*), а r_D — *дебаевский радиус экранирования*. Если отношение $E/E_{крит}$ обозначить через ε, то нетрудно видеть, что при $\varepsilon\leqslant 1$ ускоряющая и тормозящая силы могли бы уравновесить друг друга и тогда бы электрон, не ускоряясь, двигался с пост. скоростью, что соответствовало бы закону Ома, а при $\varepsilon>1$ электрон непрерывно бы ускорялся. Однако в плазме всегда имеется доля электронов с достаточно большими скоростями, и для них сила торможения мала, так что они будут ускоряться даже при $\varepsilon<1$. Как показывают расчёты, в этом случае прирост доли У. э. $n_{уб}$ по отношению к основным $n_{осн}$ описывается производной по времени:

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{n_{уб}}{n_{осн}}\right)=\frac{\xi}{\tau},$$

где $\xi=3\sqrt{\varepsilon}\exp(-1/2\varepsilon)$.

Подчеркнём, что У. э. со скоростями, значительно бóльшими тепловых, составляют здесь лишь малую долю по сравнению с осн. электронами и ионами. Поэтому для расчёта их ф-ции распределения по скоростям $f(v)$ можно пользоваться линеаризованным кинетич. ур-нием Ландау со столкновительным членом, учитывающим их столкновения лишь с основными электронами и ионами.

Лит.: Сивухин Д. В., Кулоновские столкновения в полностью ионизованной плазме, в сб.: Вопросы теории плазмы, в. 4, М., 1964.

Б. А. Трубников.

УВЕЛИЧЕ́НИЕ ОПТИ́ЧЕСКОЕ — отношение линейных или угл. размеров изображения предмета, получаемого с помощью оптич. системы, к соответствующим размерам самого предмета. Характеризуя наиболее употребит. осесимметричные системы, различают линейное, угл. и продольное У. о. Линейное (поперечное) увеличение β — отношение длины l' изображения отрезка, перпендикулярного оптич. оси системы, к длине этого отрезка l: $\beta=l'/l$. При $\beta>0$ (направления l и l' совпадают) изображение наз. прямым, при $\beta<0$ (l и l' антипараллельны) — обратным или перевёрнутым, при $|\beta|<1$ — уменьшенным, при $|\beta|>1$ — увеличенным. Величину β оптич. системы можно вычислить, используя выражение $\beta=-f/x=-x'/f'$, где f и f' — переднее и заднее фокусные расстояния, а x и x' — расстояния от переднего фокуса до предмета и от заднего фокуса до изображения соответственно. В реальных оптич. системах линейное У. о. для сопряжённых плоскостей не остаётся постоянным по всему полю зрения. Это приводит к нарушению геом. подобия между предметом и его изображением, наз. дисторсией (см. *Аберрации оптических систем*).

Угловое увеличение γ — отношение тангенса угла наклона u' луча к оптич. оси в пространстве изображений к тангенсу угла наклона u сопряжённого ему луча в пространстве предметов: $\gamma=\operatorname{tg}u'/\operatorname{tg}u$. Продольное увеличение α — отношение длины отрезка $\Delta x'$, отложенного вдоль оптич. оси системы в пространстве изображений, к сопряжённому ему отрезку Δx в пространстве предметов: $\alpha=\Delta x'/\Delta x$.

Величины α, β и γ взаимосвязаны: $\alpha\gamma=\beta$. Если n и n' — показатели преломления среды в пространстве предметов и пространстве изображений соответственно, то $\beta\gamma=n/n'$. Для оптич. системы, находящейся в воздухе, $n=n'$ и $\gamma=1/\beta$, т. е. угл. увеличение обратно пропорционально линейному. Это означает, что чем больше линейное увеличение, тем уже световые пучки, с помощью к-рых строится изображение, и тем меньше его освещённость. α и β связаны выражением: $\alpha=\beta^2n'/n$, и при $n=n'$ $\alpha=\beta^2$. Т. к. продольное и поперечное У. с. различны, то даже идеальная оптич. система не может точно передать пространство предметов — размеры изображения по оси сокращаются и оно становится плоским.

Лит.: Тудоровский А. И., Теория оптических приборов, 2 изд., ч. 1—2, М.—Л., 1948—52; Ландсберг Г. С., Оптика, 5 изд., М., 1976.

Л. Н. Капорский.

УВЛЕЧЕ́НИЕ ЭЛЕКТРО́НОВ ФОНО́НАМИ — возникновение потока носителей заряда в проводнике (полупроводнике или металле) вследствие их взаимодействия с неравновесными *фононами*. В образце, в к-ром создан градиент темп-ры ∇T, возникает поток фононов от горячего конца к холодному. Рассеиваясь на электронах, фононы передают им часть своего квазиимпульса и увлекают их к холодному концу образца. В замкнутой цепи этот эффект даёт дополнит. вклад в термоэлектрич. ток, в разомкнутой — в *термоэдс* (термоэдс увлечения). Эффект увлечения был

предсказан Л. Э. Гуревичем для металлов (1945); в полупроводниках он впервые наблюдался в 1953.

При низких темп-рах ($T \leqslant 100$ К) термоэдс увлечения в полупроводниках достигает значений порядка десятков мВ/К и намного превосходит диффузионную термоэдс. Большая величина термоэдс увлечения объясняется тем, что в полупроводниках с электронами взаимодействуют только длинноволновые фононы с импульсами $q < 2p$ (p — импульс электрона), длина пробега к-рых значительно больше длины пробега электронов. В полупроводнике с простой структурой зоны проводимости (см. *Зонная теория*) коэф. термоэдс увлечения

$$\alpha_\Phi = \frac{k}{e}\left(\frac{ms^2}{kT}\right)\frac{\langle \tau_э \tau_\Phi / \tau_{э\Phi}\rangle}{\langle \tau_э \rangle},$$

где m, e — эфф. масса и заряд электрона; s — скорость звука; $\tau_э$ — полное время релаксации импульса электронов; $\tau_{э\Phi}$ — время релаксации импульса электронов при рассеянии на фононах; τ_Φ — время релаксации фононов, усреднённое по импульсам q: $\tau_\Phi = (1/4p^4)\int_0^{2p} \tau_\Phi(q) q^3 dq$. Угл. скобки означают усреднение по энергиям электронов: $\langle f(\mathscr{E})\rangle = (4/3\sqrt{\pi})\int_0^\infty f(\mathscr{E})\mathscr{E}^{3/2} e^{-\mathscr{E}} d\mathscr{E}$. При не слишком низких темп-рах τ_Φ определяется фонон-фононной релаксацией. При этом α_Φ быстро растёт с уменьшением темп-ры. Напр., если в кубич. кристалле электроны рассеиваются в осн. на фононах, т. е. $\tau_э \approx \tau_{э\Phi}$, а фонон-фононное рассеяние определяется механизмом Херринга, то $\alpha_\Phi \backsim T^{-7/2}$. В очень чистых образцах термоэдс увлечения имеет максимум, когда преобладающим становится рассеяние фононов на границах образца.

В образцах с большой концентрацией электронов становится существенным рассеяние на них фононов. Это уменьшает τ_Φ и ограничивает макс. значение термоэдс увлечения (эффект насыщения). В сильно вырожденных полупроводниках, когда рассеяние фононов на электронах является преобладающим, максимально возможное значение

$$\alpha_\Phi = (4/3)(k/e).$$

Эффект увлечения существенно влияет на термогальваномагнитные явления. Относит. роль увлечения в *Нернста эффекте* значительно больше, чем в термоэдс, и с уменьшением темп-ры коэф. Нернста растёт быстрее, чем термоэдс. Напр., если $\tau_э \approx \tau_{э\Phi}$, а τ_Φ определяется механизмом Херринга, то коэф. Нернста $\backsim T^{-5}$.

В квантующем магн. поле H характерный импульс электрона в плоскости, перпендикулярной H, порядка $\hbar/\lambda$, где т. н. магнитная длина $\lambda = (c\hbar/eH)^{1/2}$. Поэтому объём *фазового пространства* фононов, взаимодействующих с электронами, а вместе с ним и термоэдс увлечения растут с полем H, и в квантующем поле она превосходит диффузионную термоэдс в десятки раз. Зависимость от T и H определяется механизмом фонон-фононной релаксации. В вырожденных полупроводниках и металлах наблюдаются квантовые осцилляции термоэдс увлечения в сильных полях (см. *Термоэдс осцилляции*).

Лит.: Ансельм А. И., Введение в теорию полупроводников, 2 изд., М., 1978; Зырянов П. С., Клингер М. И., Квантовая теория явления электронного переноса в кристаллических полупроводниках, М., 1976.

И. Я. Коренблит.

УВЛЕЧЕ́НИЕ ЭЛЕКТРО́НОВ ФОТО́НАМИ (светоэлектрический эффект) — возникновение электронного потока в результате передачи импульса от направленного потока фотонов электронам. У. э. ф. наблюдается в оптич. и СВЧ-областях спектра в полупроводниках, полуметаллах (Bi) и нек-рых металлах. Наиб. подробно изучен в полупроводниках (Ge, Si, типа A^3B^5), где может возникать как при межзонных переходах, фотоионизации связанных электронов, так и при поглощении света свободными электронами и дырками.

Импульс фотонов, в конечном счёте приобретаемый всем твёрдым телом, вначале в значит. мере воспринимается подвижными носителями, вызывая их смещение. Время затухания полученного электроном импульса $\tau \sim 10^{-10}$—10^{-13} с, что определяет малую инерционность эффекта. Т. к. импульс фотона равен сумме импульсов, приобретаемых решёткой и электроном, то возможен случай, когда импульс, приобретаемый электроном, противоположен по знаку импульсу фотона.

У. э. ф. обнаруживается в короткозамкнутом образце в виде тока (ток увлечения) или в разомкнутом образце в виде эдс. Плотность тока может быть записана в виде

$$j = e\alpha I \frac{\hbar\omega n}{c}\cdot\frac{\langle\tau\rangle}{m}\beta,$$

где e, m — заряд, эфф. масса носителей заряда; $\langle\tau\rangle$ — усреднённое время релаксации импульса носителей; I, n, α — соответственно интенсивность (в фотон/см$^2\cdot$с), показатель преломления, коэф. поглощения света; $\hbar\omega$ — энергия фотона; β — коэф., характеризующий долю импульса фотонов, приобретаемую электронами.

В полупроводниках со сложными зонами (см. *Зонная теория*) при определ. ориентации кристалла наряду с продольным может возникнуть поперечный ток увлечения, направленный перпендикулярно импульсу фотонов. Так, напр., при освещении поверхности кубич. кристалла светом, линейно поляризованным в плоскости, составляющей угол θ с его осью [110], возникает поперечный ток, направленный под углом 2θ к этой оси:

$$j_\perp = \eta p e \langle\tau\rangle / m.$$

Здесь p — переданный электронам импульс. Величина и знак коэф. η зависят от расположения экстремумов зон, анизотропии изоэнергетич. поверхностей и механизмов рассеяния электронов. При сильной анизотропии $|\eta| \sim 1$.

Эффект У. э. ф. экспериментально обнаружен в 1958. Классич. теория его основана на рассмотрении тока увлечения как холловского тока, возникающего в электрич. и магн. полях световой волны, с учётом тока, обусловленного пространств. дисперсией проводимости (к-рый может быть сравним с холловским током, см. *Холла эффект*).

У. э. используется для измерения временны́х характеристик излучения импульсных лазеров и для регистрации ИК-излучения.

Лит.: Блатт Ф. Дж., Физика электронной проводимости в твердых телах, пер. с англ., М., 1971; Ивченко Е. Л., Пикус Г. Е., Фотогальванические эффекты в полупроводниках, в сб.: Проблемы современной физики, Л., 1980, с. 275—93; Рывкин С. М., Ярошецкий И. Д., Увлечение электронов фотонами в полупроводниках, там же, с. 173—85; Гуревич Л. Э., Травников В. С., Увлечение электронов электромагнитными волнами и электромагнитных волн электронами, там же, с. 262—68.

Л. Э. Гуревич, С. М. Рывкин.

УВЛЕЧЕ́НИЯ КОЭФФИЦИЕ́НТ — величина, характеризующая степень увлечения света (или др. эл.-магн. волн) движущейся средой и равная $\alpha = 1 - 1/n^2$ (n — показатель преломления среды). Поэтому скорость света u в среде, движущейся со скоростью v относительно лаб. системы, равна $u = c/n \pm \alpha v$ (c — скорость света в вакууме), где знаки «+» и «−» соответствуют распространению света по движению среды и против него. У. к. α был рассчитан О. Френелем (A. J. Fresnel) в 1818. Подробнее см. в статьях *Оптика движущихся сред, Физо опыт.*

УГЛЕРО́Д (лат. Carboneum), C, — хим. элемент IV группы периодич. системы элементов, ат. номер 6, ат. масса 12,011; относится к неметаллам. В природе представлен стабильными ^{12}C (98,90%) и ^{13}C (1,10%); в земной атмосфере постоянно присутствует в ничтожных концентрациях (ок. 10^{-14} ат%) β-радиоактивный ^{14}C ($T_{1/2} = 5717$ лет), образующийся в ядерной реакции с участием космич. нейтронов: $^{14}N(n, p)^{14}C$. Электронная конфигурация $1s^2 2s^2 p^2$. Энергии последоват. ионизаций 11,260; 24,382; 47,883; 64,492 и 392,09 эВ. Радиус атома C 77 пм, иона C^{4+} 20 пм. Значение электроотрицательности 2,5. Масса нуклида ^{12}C принята равной точно 12, а $^1/_{12}$ её наз. атомной единицей массы. Эфф. сечение захвата тепловых нейтронов природного У. мало ($0{,}0034 \cdot 10^{-28}$ м^2).

У. существует в неск. модификациях, свойства к-рых резко различны: графит, алмаз, карбин (получен искус-

ственно), лонсдейлит (получен искусственно, затем обнаружен в метеоритах) и фуллерит (см. *Фуллерены*); наиб. важны графит и алмаз. Графит — серо-чёрный, мягкий, жирный на ощупь, слоистый материал. Структура гексагональная с параметрами решётки $a = 245{,}6$ пм и $c = 669{,}6$ пм. $t_{пл}$ ок. 4000 °С (наивысшая среди всех известных веществ), $t_{кип}$ ок. 4200 °С. В тройной точке «твёрдый графит — пар — жидкость» давление ок. 10,5 МПа, темп-ра 4492 °С. Значение уд. теплоёмкости $c_p = 8{,}736$ Дж/(моль·К). Уд. электрич. сопротивление при 20 °С 13,0 мкОм·м, при 2500 °С 15,0 мкОм·м, температурный коэф. электрич. сопротивления $0{,}4 \cdot 10^{-3} К^{-1}$. Магн. восприимчивость графита $\chi = -1{,}22 \cdot 10^{-9}$. Многие характеристики графита анизотропны. Так, вдоль оси c и в перпендикулярном направлении характеристич. темп-ры Дебая соответственно равны 2280 и 760 К, теплопроводность при 300 °С 1,56 и 281 Вт/(м·К), коэф. линейного расширения при 0 °С $27{,}2 \cdot 10^{-6}$ и $12{,}7 \cdot 10^{-6} К^{-1}$. Тв. графита по шкале Мооса равна 1; временное сопротивление при растяжении графита лежит в интервале 0,3—17 МПа в зависимости от его качества.

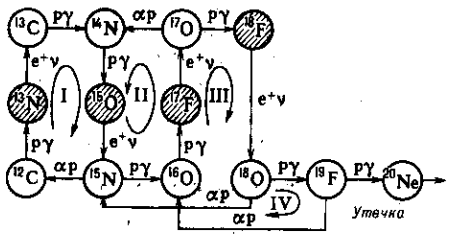
Алмаз — прозрачный, твёрдый, сильно преломляющий свет (показатель преломления $n = 2{,}407$—$2{,}465$) кристалл, окраска к-рого определяется примесями и др. дефектами структуры. Решётка алмаза — кубическая, её параметр 356,679 пм. Плотн. 3,515 кг/дм^3. При нагревании до 1800 °С в отсутствие кислорода превращается в графит. В тройной точке «алмаз — графит — жидкость» давление 12,4 ГПа и темп-ра 3000 °С. Тв. алмаза — наибольшая из всех известных веществ, по шкале Мооса она равна 10. Диэлектрик, хорошо проводит тепло. Магн. восприимчивость $\chi = -0{,}492 \cdot 10^{-9}$. Характеристич. темп-ра Дебая 1860 К. Драгоценный камень, спец. образом огранённые алмазы — бриллианты; существует спец. единица массы алмаза — карат (равна 0,2 г); природные алмазы достигают 1000 карат. Искусств. алмазы получают в аппаратах высокого давления при темп-рах 1300—1600 °С и давлениях 4,5—8,0 ГПа.

У. во всех модификациях химически относительно инертен. В соединениях проявляет степени окисления +4, −4 и реже +2 и −2. При взаимодействии с кислородом образует углекислый газ (диоксид У.) CO_2 и сильно ядовитый угарный газ (монооксид У.) CO. При растворении в воде CO_2 образует слабую угольную кислоту H_2CO_3, соли к-рой (карбонаты) широко представлены в природе (мрамор, доломит и др.) и применяются в технике (сода Na_2CO_3, поташ K_2CO_3 и др.). Важная особенность атомов У. — образовывать цепочки атомов —C—C—C—, возможны также многоатомные шарообразные и цилиндрич. образования У. — фуллерены. Химия У. наз. органической, к соединениям У. относятся углеводы, белки, жиры и др. вещества, составляющие организмы и продукты их жизнедеятельности.

У. образует с др. элементами твёрдые соединения — карбиды (напр., близкий по твёрдости к алмазу карборунд SiC, карбид бора B_4C, также обладающий высокой твёрдостью карбид железа Fe_3C, входящий в состав сталей). У. — осн. элемент углей, он составляет 91—99,5% кокса, к-рый применяется в металлургии. Из графита изготовляют электроды, мембраны микрофонов, грифели карандашей, графитовые смазки. Специально обработанный У. — т. н. активированный У., характеризующийся высокой уд. поверхностью (до 100 м^2/г и выше), используют как сорбент. Высокочистый графит служит замедлителем нейтронов в ядерных реакторах. Алмаз применяют как абразивный материал для обработки металлов и др. материалов. Искусств. радионуклид ^{14}C в форме разл. соединений используют в хим., биол. и медицинских исследованиях.

С. С. Бердоносов.

УГЛЕРО́ДНО-АЗО́ТНЫЙ ЦИКЛ — последовательность *термоядерных реакций* в звёздах, приводящая к образованию гелия из водорода с участием углерода, азота, кислорода и фтора в качестве катализаторов. У.-а. ц. — осн. источник энергии массивных ($M \geqslant 1{,}2 M_\odot$) звёзд на нач. стадиях их существования (см. *Эволюция звёзд*). Вблизи центра таких звёзд темп-ра достаточно высока для того, чтобы У.-а. ц. был эффективнее *водородного цикла*. Реакции У.-а. ц. образуют 4 переплетающихся цикла (I—IV), направления обхода к-рых на рис. указаны изогнутыми



стрелками. В сокращённой записи эти циклы выглядят следующим образом:

I. $^{12}C(p, \gamma)^{13}N(e^+\nu)^{13}C(p, \gamma)^{14}N(p, \gamma)$
$^{15}O(e^+\nu)^{15}N(p, \alpha)^{12}C.$

II. $^{14}N(p, \gamma)^{15}O(e^+\nu)^{15}N(p, \gamma)^{16}O(p, \gamma)$
$^{17}F(e^+\nu)^{17}O(p, \alpha)^{14}N.$

III. $^{15}N(p, \gamma)^{16}O(p, \gamma)^{17}F(e^+\nu)^{17}O(p, \gamma)$
$^{18}F(e^+\nu)^{18}O(p, \alpha)^{15}N.$

IV. $^{16}O(p, \gamma)^{17}F(e^+\nu)^{17}O(p, \gamma)^{18}F(e^+\nu)$
$^{18}O(p, \gamma)^{19}F(p, \alpha)^{16}O.$

Скорость превращения водорода в гелий и пропорциональная ей мощность выделения энергии определяются в осн. циклом I: ядро ^{12}C захватывает протон (p) и после испускания γ-фотона переходит в неустойчивое ядро ^{13}N, распадающееся с испусканием позитрона (e^+) и нейтрино (ν) и образованием ядра ^{13}C; затем после двух последоват. *радиационных захватов* протонов и распада неустойчивого ядра ^{15}O образуется ядро ^{15}N. Это ядро примечательно тем, что для него реакция (p, α) (захват протона с выбросом α-частицы) протекает с выделением энергии, т. е. является беспороговой и поэтому эффективной при характерных для звёздного вещества низких энергиях частиц (для аналогичных реакций с участием др. изотопов из цикла I потребовались бы протоны с энергиями неск. МэВ, к-рые отсутствуют в звёздном веществе). Реакция ^{15}N (p, α) ^{12}C замыкает цикл I. В итоге 4 протона превращаются в α-частицу — ядро ^4He. К такому же результату приводят и циклы II—IV.

Взаимодействие протона с ядром ^{15}N иногда заканчивается образованием ядра ^{16}O [примерно на 1000 реакций (p, α) приходится 1 радиац. захват протона], что приводит к двум дополнит. циклам, II и III. Эти циклы протекают прибл. в одинаковом темпе, т. к. сравнимы скорости реакций ^{17}O (p, α) ^{14}N и ^{17}O (p, γ) ^{18}F, от к-рых зависит их относит. частота. Цикл IV оказывается ещё более редким вследствие того, что скорость реакции ^{18}O (p, γ) ^{19}F по крайней мере на 3 порядка меньше скорости реакции ^{18}O (p, α) ^{15}N. В установившемся У.-а. ц. на каждую реализацию цикла IV приходится более 1000 циклов II и III и более 10^6 циклов I. Хотя циклы II—IV играют второстепенную роль в скорости выделения энергии, они определяют концентрации изотопов ^{17}O и ^{18}O, к-рые на более поздних стадиях эволюции звезды могут вступать в термоядерные реакции с выделением нейтронов. Эти реакции имеют существенное значение для теории *нуклеосинтеза*. Цикл IV может быть важен для объяснения происхождения ^{19}F.

В У.-а. ц. участвуют все стабильные изотопы C, N, O и F, а также неск. нестабильных изотопов этих элементов (на рис. они отмечены штриховкой). Поэтому в совр. астрофиз. литературе У.-а. ц. часто наз. CNO-циклом (изотопы F имеют очень малые концентрации, и их вклад в общее число изотопов У.-а. ц. мал). Через нек-рое время после начала эволюции массивной звезды У.-а. ц. приходит в равновесное состояние, когда концентрации всех

указанных на схеме изотопов принимают практически не зависящие от времени значения. При этом полное число всех изотопов C, N, O и F остаётся равным их нач. числу. Каково бы ни было нач. распределение изотопов этих элементов, У.-а. ц. вырабатывает вполне определённые (зависящие от темп-ры в недрах звезды) концентрации изотопов. Т. о., изотопы C, N, O и F не являются в строгом смысле катализаторами — их отношения, вообще говоря, изменяются в процессе установления У.-а. ц., не изменяется лишь их полное число [утечкой этих изотопов через реакцию $^{19}F(p,\gamma)^{20}Ne$ обычно можно пренебречь].

Параметры основных реакций углеродного цикла

Реакция	Q, МэВ	τ, лет	$\mathscr{E}_\nu$, МэВ. Равновесные относительные содержания изотопов C, N, O, F
$^{12}C(p,\gamma)^{13}N$	1,94	$3,6\cdot10^2$	$[^{12}C]=1,3\cdot10^{-2}$, $[^{13}N]=1\cdot10^{-9}$
$^{13}N(e^+\nu)^{13}C$	2,22	$2,7\cdot10^{-5}$	$\mathscr{E}_\nu=0,71$, $\mathscr{E}_{\nu\,макс}=1,20$
$^{13}C(p,\gamma)^{14}N$	7,55	$1,0\cdot10^2$	$[^{12}C]/[^{13}C]=3,5$, $[^{13}C]=3,7\cdot10^{-3}$
$^{14}N(p,\gamma)^{15}O$	7,29	$2,5\cdot10^4$	$[^{14}N]=0,935$, $[^{15}O]=2\cdot10^{-10}$
$^{15}O(e^+\nu)^{15}N$	2,76	$5,6\cdot10^{-6}$	$\mathscr{E}_\nu=1,0$, $\mathscr{E}_{\nu\,макс}=1,74$
$^{15}N(p,\gamma)^{12}C$	4,97	0,93	$[^{15}N]=3,5\cdot10^{-5}$
$4^1H\to{}^4He+2\nu$	26,73	$2,2\cdot10^6$	$\mathscr{E}_\nu=1,7$, $[^{16}O]=2,9\cdot10^{-2}$, $[^{17}O]=1,9\cdot10^{-2}$, $[^{17}F]=9\cdot10^{-14}$, $[^{18}F]=7\cdot10^{-12}$, $[^{18}O]=10^{-5}$—10^{-8}*, $[^{19}F]=10^{-6}$—10^{-9}*

* Разброс относительных содержаний ^{18}O и ^{19}F связан с неопределённостью скорости реакции $^{18}O(p,\alpha)^{15}N$.

В табл. приведены параметры реакций осн. цикла I: Q — полное энерговыделение в реакции; τ — характерное время протекания реакций (время, за к-рое концентрация вступающего в реакцию изотопа C, N или O уменьшилась бы в e раз, если этот изотоп не восполнялся бы за счёт др. реакций); $\mathscr{E}_\nu$ — средняя и $\mathscr{E}_{\nu\,макс}$ — максимальная энергии испускаемых нейтрино. В последнем столбце приведены также равновесные относит. содержания изотопов У.-а. ц., рассчитанные с учётом всех 4 циклов I—IV. Значения τ и содержаний вычислены для темп-ры $3\cdot10^7$ К, плотн. 10 г/см^3 и концентрации водорода по массе $X=0,5$, что соответствует физ. условиям в центре типичной звезды *спектрального класса* B (массой $\sim10\,M_\odot$) на гл. последовательности (см. *Герцшпрунга — Ресселла диаграмма*). Относит. содержания обозначены символами самих изотопов, заключёнными в квадратные скобки, и определены как отношения числа частиц данного изотопа к полному числу частиц элементов C, N, O, F в единице объёма.

Наиб. медленной в цикле I оказывается реакция $^{14}N(p,\gamma)^{15}O$, поэтому именно она определяет скорость переработки водорода в гелий и интенсивность энерговыделения в У.-а. ц. В последней строке табл. даётся итог У.-а. ц.: каждый из циклов I—IV приводит к объединению 4 протонов в ядро ^4He, при этом выделяется энергия 26,73 МэВ (такая же, как и в водородном цикле), из к-рой ок. 1,7 МэВ (несколько больше, чем в водородном цикле) уносят нейтрино. Характерное время термоядерного сгорания водорода в центре звезды массой $10\,M_\odot$ составляет ок. 2 млн. лет, однако время пребывания этой звезды на гл. последовательности примерно в 10 раз больше. Это связано с существованием у звезды конвективного ядра, значительно превышающего по массе ту область вблизи центра звезды, где протекают термоядерные реакции. Конвекция поставляет в центр. область звезды «свежее» горючее, существенно замедляя скорость уменьшения концентрации водорода. В результате звезда не уходит с гл. последовательности до тех пор, пока не исчерпается весь водород в конвективном ядре.

Для ядерной астрофизики наиб. важны такие последствия У.-а. ц., как превращение почти всех (ок. 94%) исходных изотопов C, N, O и F в ^{14}N, а также образование изотопов ^{13}C и ^{17}O — потенц. источников нейтронов.

Посредством У.-а. ц. водород превращается в гелий не только в недрах массивных звёзд, но и на поверхности звёзд, где могут происходить вспышки термоядерного горения (см. *Новые звёзды, Барстеры*). В этих случаях У.-а. ц. существенно изменяет свой вид. Связанные со вспышками высокие темп-ры ($T\gtrsim10^8$ К) приводят к тому, что участвующие в У.-а. ц. радиоакт. ядра, не успев распасться, вступают во взаимодействие с протонами. В результате сеть реакций У.-а. ц. значительно усложняется и меняется характер превращения изотопов C, N, O и F (напр., концентрация ядер ^{14}N может быть уже не очень большой). Такой У.-а. ц. наз. горячим. Вследствие быстрого изменения физ. условий в процессе звёздных вспышек равновесные концентрации изотопов, вообще говоря, не успевают устанавливаться. Поэтому при исследованиях звёздных вспышек приходится проводить трудоёмкие расчёты, учитывающие кинетику ядерных превращений в сложной сети реакций горячего У.-а. ц.

Лит.: Родни У. С., Рольфс С., Горение водорода в массивных звездах, в кн.: Ядерная астрофизика, под ред. Ч. Барнса, Д. Клейтона, Д. Шрамма, пер. с англ., М., 1986.

Д. К. Надёжин.

УГЛОВА́Я СКО́РОСТЬ — величина, характеризующая быстроту вращения твёрдого тела. Численно У. с. $\omega=d\varphi/dt$, где $d\varphi$ — приращение угла поворота φ за промежуток времени dt. Вектор У. с. направлен вдоль оси вращения в ту сторону, откуда поворот тела виден происходящим против хода часовой стрелки (в правой системе координат).

УГЛОВО́Е УСКОРЕ́НИЕ — величина, характеризующая быстроту изменения угл. скорости твёрдого тела. При вращении тела вокруг неподвижной оси, когда его угл. скорость ω растёт (или убывает) равномерно, численно У. у. $\varepsilon=d\omega/dt$, где $d\omega$ — приращение, к-рое получает ω за промежуток времени dt. Вектор У. у. ε направлен при этом вдоль оси вращения (в ту же сторону, что и ω, при ускоренном вращении и противоположно ω — при замедленном). При вращении вокруг неподвижной точки вектор У. у. $\varepsilon=d\omega/dt$ и направлен по касательной к годографу вектора ω в соответствующей его точке.

УГЛОВО́Й МОМЕ́НТ — то же, что *момент количества движения*.

УГЛОВЫ́Е РАСПРЕДЕЛЕ́НИЯ И УГЛОВЫ́Е КОРРЕЛЯ́ЦИИ — осн. характеристики процессов столкновений и распадов частиц. Являются эксперим. источником информации о свойствах атомных ядер и элементарных частиц.

В эксперименте по столкновению частиц непосредственно измеряют дифференц. *сечение*:

$$d\sigma\propto|R^2|\,\delta(\mathscr{E}_c+\mathscr{E}_d+\ldots-\mathscr{E}_a-\mathscr{E}_b)\times$$
$$\times\,\delta(\boldsymbol{p}_c+\boldsymbol{p}_d+\ldots-\boldsymbol{p}_a-\boldsymbol{p}_b)\,d^3p_c d^3p_d\ldots;$$

оно представляет собой ср. число столкновений частиц a и b в 1 с, при к-рых продукты реакции — частицы c, d, ... имеют импульсы в пределах d^3p_c, d^3p_d, ... около $\boldsymbol{p}_c$, $\boldsymbol{p}_d$, ... Здесь R — *матрица рассеяния*, $\mathscr{E}_a$, $\mathscr{E}_b$,... — энергии сталкивающихся частиц. Интегрирование $d\sigma$ по всем переменным (кроме направлений $\boldsymbol{n}_c$, $\boldsymbol{n}_d$, ... движения частиц c, d, ...) даёт угл. распределение $W(\boldsymbol{n}_c,\boldsymbol{n}_d,\ldots)$, т. е. относит. число соударений dN, в к-рых вторичные частицы попадают в телесные углы $d\Omega(\boldsymbol{n}_c)$, $d\Omega(\boldsymbol{n}_d)$, ... Ф-ция угл. корреляции по сути дела является частным случаем ф-ции угл. распределения применительно к каскадным распадам типа: $a\to b+e$, $e\to c+d$.

Сохранения законы налагают на вид матрицы рассеяния существ. ограничения [1]. Параметры матрицы рассеяния, к-рые не определяются из кинематич. соображений, наз. динамическими, они характеризуют взаимодействие, приводящее к данному процессу. Их определение — осн. задача исследования. Так, сопоставление дифференц. сечения, полученное в 1911 Э. Резерфордом (E. Rutherford) в эксперименте по прохождению α-частиц через тонкую фольгу, с теоретически рассчитанным сечением рассеяния α-частиц на точечном электрич. заряде позволило Резерфорду построить планетарную модель атома с центральным положительно заряженным ядром, в к-ром сосредоточена осн. масса атома. Наблюдённое отклонение от теоретич. ф-лы

для параметров соударения $\sim 10^{-12}$ см позволило оценить размеры атомного ядра.

Аппарат матрицы рассеяния [1, 2]. Рассмотрим процесс a+b→c+d в системе центра инерции (с. ц. и.); $\boldsymbol{p}\equiv\boldsymbol{p}_a=-\boldsymbol{p}_b$, $\boldsymbol{q}\equiv\boldsymbol{p}_c=-\boldsymbol{p}_d$; $\boldsymbol{n}_1=\boldsymbol{p}/p$, $\boldsymbol{n}_2=\boldsymbol{q}/q$ — импульсы и направления движения частиц до и после столкновения; s_i, m_i (i=a, b, c, d) — спины частиц и проекции спинов. Закон сохранения момента кол-ва движения накладывает ограничения на вид матрицы рассеяния $R(\boldsymbol{q}, \boldsymbol{p})$, к-рые состоят в том, что ф-ция $R(\boldsymbol{q}, \boldsymbol{p})$ не должна меняться при одновременном повороте импульсов $\boldsymbol{p}$, $\boldsymbol{q}$ и спинов частиц a, b, c, d. Т. о., для бесспиновых частиц $R(\boldsymbol{q}, \boldsymbol{p})=f[q, p, \boldsymbol{n}_1\boldsymbol{n}_2]$,
а в случае, когда $s_a=s_c=1/2$, $s_b=s_d=0$,

$$R(\boldsymbol{q}, \boldsymbol{p})=f_1+\boldsymbol{\sigma}[\boldsymbol{n}_2\boldsymbol{n}_1]f_2+\boldsymbol{\sigma}\boldsymbol{n}_1 f_3+\boldsymbol{\sigma}\boldsymbol{n}_2 f_4;$$

здесь $\boldsymbol{\sigma}$ — спиновые *Паули матрицы*, ф-ции $f, f_1, \ldots, f_4$ зависят от скалярного произведения $(\boldsymbol{n}_1\boldsymbol{n}_2)$, q, p.

Разложение матрицы рассеяния по собств. ф-циям оператора момента кол-ва движения для бесспиновых частиц имеет вид

$$R(\boldsymbol{q}, \boldsymbol{p})=\sum_{j, M} Y_{jM}(\boldsymbol{n}_2)\, Y^*_{jM}(\boldsymbol{n}_1)\, A^j(p, q), \qquad (1)$$

а для случая, когда $s_a=s_c=1/2$, $s_b=s_d=0$,

$$R(\boldsymbol{q}, \boldsymbol{p})=\sum_{l_2, l_1, j, M} Y^{jM}_{l_2}(\boldsymbol{n}_2)\, Y^{*jM}_{l_1}(\boldsymbol{n}_1)\, A^q_{l_2, l_1}(p, q). \qquad (2)$$

Здесь $Y_{lm}(\boldsymbol{n})$ — шаровые функции, $Y^{jM}_l(\boldsymbol{n})$ — шаровые спиноры, описывающие состояние системы двух частиц с орбитальным моментом l, полным моментом j и проекцией полного момента M; коэф. A^j и $A^j_{l_2, l_1}$ — ф-ции q и p. Если для рассматриваемого процесса, кроме закона сохранения момента кол-ва движения, имеют место и др. законы сохранения, то они накладывают ограничения на параметры A^j, $A^j_{l_2, l_1}$. Рассмотрим, напр., упругое рассеяние ($q=p$). Из закона сохранения пространственной *чётности* следует: $A^j_{l_2, l_1}=0$ при $l_1\neq l_2$. Для бесспиновых частиц из унитарности матрицы рассеяния следует:

$$A^j(p, p)=\exp(2i\delta_j)-1,$$

(δ_j — вещественная фаза рассеяния). Поведение коэф. A при малой энергии рассеяния (или для неупругих процессов около порога) определяется величинами орбитальных моментов. Так, в случае упругого рассеяния бесспиновых частиц

$$\delta_l(p)\backsim(2pr_0)^{2l+1}/(2l+1)!,$$

где r_0 — радиус взаимодействия. При данном значении импульса p существенны только орбитальные моменты $l\leqslant pr_0$, поскольку при данном радиусе взаимодействия r_0 частицы с прицельным параметром $l/p>r_0$ пролетают не рассеявшись. Т. о., при низких энергиях в ф-лах вида (1), (2) достаточно ограничиться лишь небольшим числом членов. Это обстоятельство является основным при анализе большинства конкретных процессов: фазовом анализе рассеяния, трёхчастичного распада, каскадного распада и др.

Иногда удобно пользоваться разложением $R(\boldsymbol{q}, \boldsymbol{p})$ по т. н. спиральным шаровым векторам [3].

Угловые распределения. Знание матрицы рассеяния даёт возможность определить угл. распределения продуктов реакции:

$$W(p_c, p_d, \ldots; p_a, p_b)\backsim \mathrm{Sp}(R^*\rho_f R\rho_i), \qquad (3)$$

где ρ_i и ρ_f — матрицы плотности начального и конечного состояния; ρ_i определяется поляризацией мишени и налетающего пучка. Если мишень бесспиновая, а налетающий пучок описывается спиновой ф-цией ψ, то $(\rho_i)_{mm'}=\psi_m\psi_{m'}$; если же налетающий пучок неполяризован, то $(\rho_i)_{mm'}=\delta_{mm'}$. Матрица ρ_f определяется условиями опыта: если регистрируются все вылетающие частицы, то $\rho_f=1$, если же регистрируются, напр., только частицы, находящиеся в состояниях ψ_1 и ψ_2 с вероятностями P_1 и P_2, то

$$\rho_f=P_1\psi_1\psi_1^*+P_2\psi_2\psi_2^*.$$

Особо следует рассмотреть случай, когда одна из частиц — фотон. Для фотона возможны лишь состояния с проекциями спина ± 1 на направление движения $\boldsymbol{n}$, поэтому неполяризованному пучку фотонов соответствует матрица плотности

$$\rho_\Phi=\varphi_1(\boldsymbol{n})\varphi_1^*(\boldsymbol{n})+\varphi_{-1}(\boldsymbol{n})\varphi_{-1}^*(\boldsymbol{n}); \qquad (4)$$

здесь $\varphi_\alpha(\boldsymbol{n})$ — нормированные собств. ф-ции оператора $(\boldsymbol{sn})$: $(\boldsymbol{sn})\varphi_\alpha(\boldsymbol{n})=\alpha\varphi_\alpha(\boldsymbol{n})$ (здесь $\boldsymbol{s}$ — оператор спина фотона). Если состояние пучка фотонов описывается волновой ф-цией $\psi=\alpha\varphi_1+\beta\varphi_{-1}$ [что имеет место, в частности, при линейной $\alpha=\beta^*$ или циркулярной $\alpha=1$, $\beta=0$ (или $\alpha=0$, $\beta=1$) поляризациях фотонов], то $\rho_\Phi=\psi\psi^*$.

Применения. Рассмотрим нек-рые простейшие применения описанного формализма к определению спинов и чётностей нестабильных частиц. Пусть, напр., в результате столкновений двух бесспиновых частиц образуется частица с собств. моментом j, к-рая затем распадается на те же две бесспиновые частицы. В этом случае модуль коэф. $A^j(p, p)$ в разложении (1) имеет максимум при нек-ром $p=p_{рез}$. Если это макс. значение $|A^j(p_{рез})|$ гораздо больше всех остальных коэф. ряда (1), то: а) полное сечение рассматриваемого процесса имеет пик при $p\approx p_{рез}$; б) угл. распределение в области пика имеет вид $|P_j(\boldsymbol{n}_1\boldsymbol{n}_2)|^2$, где $P_j(\boldsymbol{n}_1\boldsymbol{n}_2)$ — полином Лежандра. Отсюда можно определить спин j нестабильной частицы; чётность её равна $(-1)^j\pi_a\pi_b$, где π_a, π_b — чётности рассеивающихся частиц. В случае $s_a=0$, $s_b={}^1/_2$ угл. распределение имеет вид

$$(j+{}^1/_2)^2|P_{j+1/2}(\boldsymbol{n}_1\boldsymbol{n}_2)|^2+[1-(\boldsymbol{n}_1\boldsymbol{n}_2)^2]|P'_{j+1/2}(\boldsymbol{n}_1\boldsymbol{n}_2)|^2;$$

оно не зависит от чётности нестабильной частицы. В частности, для $j={}^3/_2$ получим $W=1+3(\boldsymbol{n}_1\boldsymbol{n}_2)^2$. Эта ф-ция довольно хорошо описывает распределение π-мезонов, рассеянных на протонах в области первого максимума полного сечения (с энергией ~ 180 МэВ в с. ц. и.). Ответственная за этот максимум нестабильная частица [т. н. нуклонная изобара $N^*_{3/2}$ (1238)] имеет, т. о., спин ${}^3/_2$.

Пусть при соударении частиц a и b рождаются частицы f, g ... и нестабильная частица e, к-рая затем распадается на частицы c и d. Матричный элемент такого сложного процесса записывается как сумма по всем значениям проекции спина частицы e произведений матричных элементов первой и второй стадий процесса:

$$R_{m_c m_d m_f m_g, \ldots, m_a m_b}=\sum R^{II}_{m_c m_d m_e} R^{I}_{m_e m_f m_g, \ldots, m_a m_b}. \qquad (5)$$

Для R^I и R^{II} получаем выражения вида (1), (2). Пользуясь (3) и (5), можно построить распределение продуктов реакции W. Просуммируем и проинтегрируем это распределение в с. ц. и. частиц c по всем параметрам, кроме направления $\boldsymbol{n}$ относит. движения частиц c и d и направления $\boldsymbol{n}_i$ относит. движения частиц a и b. Тогда

$$W(\boldsymbol{p}_c, \boldsymbol{p}_d, \ldots; \bar{\boldsymbol{p}}_a, \bar{\boldsymbol{p}}_b)\to W_0(\boldsymbol{n}, \boldsymbol{n}_i).$$

Существенно, что при $\rho_i=1$ ф-ция $W_0(\boldsymbol{n}, \boldsymbol{n}_i)$ содержит сферич. гармоники $Y_{lm}(\boldsymbol{n})$ с $l\leqslant 2s_e$. Т. о., по кол-ву сферич. гармоник, необходимых для описания угл. распределения, можно определить наименьшее возможное значение спина s_e частицы e. Для двухчастичного распада нестабильной частицы с нулевым спином, а также для аналогичного распада частицы со спином ${}^1/_2$, если распад идёт с сохранением чётности, распределение продуктов распада изотропное. Если $s_e={}^1/_2$, чётность в распаде не сохраняется и частица e поляризована, то распределение продуктов распада неизотропное (на этом принципе был основан опыт по доказательству несохранения *чётности* в *слабых взаимодействиях*; Ву Цзяньсюн, 1957). В случае, когда одна из начальных (и одна из конечных) частиц имеет спин ${}^1/_2$, а остальные — нулевой спин, существует простой способ определения s_e [5]. При анализе трёхчастичных распадов пользуются т. н. диаграммами Далица [6].

Угловые корреляции. Один из наиб. эффективных способов определения параметров нестабильных частиц — исследование угл. корреляции в каскадных распадах a→b+e, e→c+d. В системе покоя частицы e процесс характеризует-

ся двумя направлениями: $\boldsymbol{n}_1=\boldsymbol{p}_a/p_a$, $\boldsymbol{n}_2=\boldsymbol{p}_c/p_c$. Если $\rho_i=1$, $\rho_f=1$, то угл. корреляция продуктов распада зависит только от $\boldsymbol{n}_1\boldsymbol{n}_2$: $dN \backsim W(\boldsymbol{n}_1\boldsymbol{n}_2)\,d\Omega(\boldsymbol{n}_1)\,d\Omega(\boldsymbol{n}_2)$. Ф-ция $W(\boldsymbol{n}_1\boldsymbol{n}_2)$ определяет корреляцию (связь) направлений $\boldsymbol{n}_1$ и $\boldsymbol{n}_2$. Наличие такой корреляции (на первый взгляд противоречащее представлению о статистич. характере распада нестабильной частицы) объясняется тем, что частица с ненулевого спина имеет возможность «запомнить» направление $\boldsymbol{n}_1$ за счёт своей поляризации: состояния с разл. проекциями m_c спина на направление $\boldsymbol{n}_1$ рождаются, вообще говоря, с разными вероятностями; в противном случае корреляция между $\boldsymbol{n}_1$ и $\boldsymbol{n}_2$, разумеется, отсутствует. Ф-ция $W(\boldsymbol{n}_1\boldsymbol{n}_2)$ подсчитывается по тому же правилу, что и угл. распределения [ф-лы (3), (5)]. Напр., если $s_a=s_c=0$, $s_b=s_d={}^1/_2$, то в предположении наименьшего орбитального момента и сохранения чётности получаем $W(x)=1+3x^2$ при $s_e={}^3/_2$; $W(x)=1-2x^2+5x^4$ при $s_e={}^5/_2$ и т. д.

Воздействие внешних полей на угловые корреляции. Метод угл. корреляций применим для описания каскадных распадов ядер в том случае, когда за время жизни промежуточного ядра внеш. воздействия не успели существенно изменить его поляризац. состояние. Практически возмущения корреляции могут быть вызваны взаимодействием магн. момента ядра с внеш. магн. полем (α), с магн. моментом электронной оболочки (*сверхтонкая структура*) (β) или взаимодействием квадрупольного электрич. момента ядра с электрич. полем, создаваемым средой в месте нахождения ядра (γ). Последнее имеет место в случае, когда нестабильное ядро находится в кристаллич. структуре; ф-ция корреляции при этом зависит не только от угла между векторами $\boldsymbol{n}_1$ и $\boldsymbol{n}_2$, но и от ориентации их относительно кристаллографич. осей; в этом случае и сверхтонкое расщепление приводит к анизотропному возмущению корреляции. Усреднение такой корреляции по направлениям кристаллографич. осей даёт ф-цию корреляции для каскада, наблюдаемого в кристаллич. порошке.

Для газов и жидкостей в случае (β) возмущение корреляции изотропно, так что возмущённая ф-ция угл. корреляции, как и невозмущённая, зависит только от $\boldsymbol{n}_1\boldsymbol{n}_2$. В жидкости межатомные расстояния меньше, чем в газах, а движения атомов неупорядочены, и поле, действующее на каждый атом, меняется случайным образом. Этим вызывается переориентация магн. момента оболочки, что посредством сверхтонкого расщепления сказывается на угл. корреляции. С ростом темп-ры частота ω возмущающего поля растёт и оболочка не успевает переориентироваться. Т. о., в пределе $\omega\to\infty$ угл. корреляция такая же, как и в случае сохранения полного момента (ядра и оболочки) при наличии сверхтонкого расщепления. Последний случай может иметь место только в газах, если время между соударениями больше времени жизни промежуточного ядра. Предел $\omega\to 0$ (в жидкости) соответствует кристаллич. порошку.

Возмущения корреляции во всех случаях уменьшают её. Напр., изотропное сверхтонкое возмущение переводит невозмущённую угл. корреляцию

$$1+\sum_{k=1}^{s_b} A_{2k}P_{2k}(\boldsymbol{n}_1\boldsymbol{n}_2) \quad \text{в} \quad 1+\sum_{k=1}^{s_b} G_{2k}A_{2k}P_{2k}(\boldsymbol{n}_1\boldsymbol{n}_2).$$

Здесь коэф. $G_{2k}\leqslant 1$ зависят только от параметров, описывающих взаимодействие промежуточного ядра. Влияние возмущения на угл. корреляцию существенно, если вызываемое им расщепление уровней промежуточного ядра сравнимо с собств. их шириной (или больше её). Чувствительность угл. корреляций к внеш. воздействиям позволяет с их помощью получать информацию об электрич. и магн. моментах ядер или, напр., о полях, действующих внутри кристалла. Наиб. подходят для этой цели каскадные распады с большим временем жизни промежуточного ядра.

Лит.: 1) Кинематика ядерных реакций, 2 изд., М., 1968; 2) Давыдов А. С., Теория атомного ядра, М., 1958; 3) Заставенко Л. Г., К вопросу об однозначности фазового анализа, «ЖЭТФ», 1958, т. 35, с. 785; Jacob M., Wick G. C., On the general theory of collisions for particles with spin, «Ann. Phys.», 1959, v. 7, p. 404; 4) Lee Y. Y. [a. o.], Determination of spin of FO resonance, «Phys. Rev. Lett.», 1964, v. 12, № 12, p. 342; 5) Adair R. K., Nuclear potential well depth, «Phys. Rev.», 1954, v. 94, p. 737; 6) Dalitz R. H., Decay τ mesons of known charge, там же, p. 1046; 7) Biedenharn L. C., Rose M. E., Theory of angular correlations of nuclear radiations, «Rev. Mod. Phys.», 1953, v. 25, № 3, p. 729; 8) Steffen R. M., «Adv. Phys.», 1955, v. 4, № 14, p. 294. *Л. Г. Заставенко.*

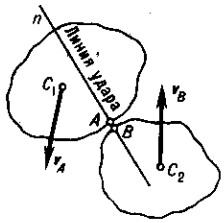
УДА́Р твёрдых тел — совокупность явлений, возникающих при столкновении движущихся твёрдых тел, а также при нек-рых видах взаимодействия твёрдого тела с жидкостью или газом (У. струи о тело, У. тела о поверхность жидкости, гидравлич. У., действие взрывной или *ударной волны* на твёрдое тело и др.). Промежуток времени, в течение к-рого длится У., обычно очень мал (на практике $\sim 10^{-4}$—10^{-5} с), а развивающиеся на площадях контакта соударяющихся тел силы (т. н. ударные, или мгновенные) очень велики. За время У. они изменяются в широких пределах и достигают значений, при к-рых ср. величины давления (напряжений) на площадках контакта имеют порядок 10^4 и даже 10^5 атм. Действие ударных сил приводит к значит. изменению за время У. скоростей точек тела. Следствиями У. могут быть также остаточные деформации, звуковые колебания, нагревание тел, изменение механич. свойств их материалов (в частности, их упрочение), полиморфные и хим. превращения и др., а при скоростях соударения, превышающих критические,— разрушение тел в месте У. Критич. скорости для металлов имеют порядок 15 м/с (медь) — 150 м/с и более (высококачеств. стали).

Изменение скоростей точек тела за время У. определяется методами общей теории У., где в качестве меры механич. взаимодействия тел при У. вместо самой ударной силы $\boldsymbol{P}$ вводится её импульс за время У., т. е. величина

$$\boldsymbol{S}=\int_0^\tau \boldsymbol{P}dt=\boldsymbol{P}_{\text{ср}}\tau,$$

наз. ударным импульсом. Одновременно, ввиду малости τ, импульсами всех неударных сил, таких, напр., как сила тяжести, а также перемещениями точек тела за время У. пренебрегают. Осн. ур-ния общей теории У. вытекают из теорем об изменении кол-ва движения и кинетич. момента системы при У. С помощью этих теорем, зная приложенный ударный импульс и скорости в начале У., определяют скорости в конце У., а если тело является несвободным, то и импульсные реакции связей.

Процесс соударения двух тел можно разделить на две фазы. 1-я фаза начинается с момента соприкосновения точек A и B тел (рис.), имеющих в этот момент скорость сближения $v_{An}-v_{Bn}$, где v_{An} и v_{Bn} — проекции скоростей v_A и v_B на общую нормаль $\boldsymbol{n}$ к поверхностям тел в точках A и B, наз. линией удара. К концу 1-й фазы сближение тел прекращается, а часть их кинетич. энергии переходит в потенц. энергию деформации. Во 2-й фазе происходит обратный переход потенц. энергии упругой деформации в кинетич. энергию тел, при этом тела начинают расходиться и к концу 2-й фазы точки A и B будут иметь скорость расхождения $V_{An}-V_{Bn}$. Для совершенно упругих тел механич. энергия к концу У. восстановилась бы полностью и было бы $|V_{An}-V_{Bn}|=|v_{An}-v_{Bn}|$; наоборот, У. совершенно неупругих тел закончился бы на 1-й фазе ($V_{An}-V_{Bn}=0$). При У. реальных тел механич. энергия к концу У. восстанавливается лишь частично вследствие потерь на образование остаточных деформаций, нагревание тел и др. Для учёта этих потерь вводится т. н. коэф. восстановления k, к-рый считается зависящим только от физ. свойств материалов тел:



$$k=\frac{|V_{An}-V_{Bn}|}{|v_{An}-v_{Bn}|}=-\frac{(V_{An}-V_{Bn})}{(v_{An}-v_{Bn})}.$$

В случае У. по неподвижному телу $V_{Bn}=v_{Bn}=0$ и $k=-V_{An}/v_{An}$. Значение k определяется эксперименталь-

но, напр. измерением высоты h, на к-рую отскакивает шарик, свободно падающий на горизонтальную плиту из того же материала, что и шарик, с высоты H; в этом случае $k=\sqrt{h/H}$. По данным опытов, при соударении тел из дерева $k\approx 0{,}5$, из стали — 0,55, из слоновой кости — 0,89, из стекла — 0,94. В предельных случаях при совершенно упругом У. $k=1$, а при совершенно неупругом — $k=0$. Зная скорости в начале У. и коэф. k, можно найти скорости в конце У. и действующий в точках соударения ударный импульс S.

Если центры масс тел C_1 и C_2 лежат на линии У., то У. наз. центральным (У. шаров); в противном случае — нецентральным. Если скорости v_1 и v_2 центров масс в начале У. направлены параллельно линии У., то У. наз. прямым; в противном случае — косым. При прямом центральном У. двух гладких тел (шаров) 1 и 2

$$V_1=v_1-\frac{(1+k)M_2}{M_1+M_2}(v_1-v_2),$$

$$V_2=v_2+\frac{(1+k)M_1}{M_1+M_2}(v_1-v_2),$$

$$S=(1+k)\frac{M_1M_2}{M_1+M_2}(v_1-v_2),$$

$$\Delta T=\frac{1-k^2}{2}\cdot\frac{M_1M_2}{M_1+M_2}(v_1-v_2)^2,$$

где ΔT — потерянная за время У. кинетич. энергия системы; M_1 и M_2 — массы шаров. В частном случае при $k=1$ и $M_1=M_2$ получается $V_1=v_2$ и $V_2=v_1$, т. е. шары одинаковой массы при совершенно упругом У. обмениваются скоростями; при этом $\Delta T=0$.

Для определения времени У., ударных сил и вызванных ими в телах напряжений и деформаций необходимо учесть механич. свойства материалов тел и изменения этих свойств за время У., а также характер начальных и граничных условий. Решение проблемы существенно усложняется не только из-за трудностей чисто матем. характера, но и ввиду отсутствия достаточных данных о параметрах, определяющих поведение материалов тел при ударных нагрузках, что заставляет делать при расчётах ряд существенных упрощающих предположений. Наиб. разработана теория У. совершенно упругих тел, в к-рой предполагается, что тела за время У. подчиняются законам упругого деформирования (см. *Упругости теория*) и в них не появляется остаточных деформаций. Деформация, возникшая в месте контакта, распространяется в таком теле в виде упругих волн со скоростью, зависящей от физ. свойств материала. Если время прохождения этих волн через всё тело много меньше времени У., то влиянием упругих колебаний можно пренебречь и считать характер контактных взаимодействий при У. таким же, как в статич. состоянии. На таких допущениях основывается контактная теория удара Г. Герца (G. Hertz). Если же время прохождения упругих волн через тело сравнимо со временем У., то для расчётов пользуются волновой теорией У.

Изучение У. не вполне упругих тел — задача значительно более сложная, требующая учёта как упругих, так и пластич. свойств материалов. При решении этой задачи и связанных с ней проблем определения механич. свойств материалов тел при У., изучения изменений их структуры и процессов разрушения широко опираются на анализ и обобщение результатов многочисленных эксперим. исследований. Экспериментально исследуются также специфич. особенности У. тел при больших скоростях (~сотен м/с) и при воздействии взрыва, к-рый в случае непосредств. контакта заряда с телом можно считать эквивалентным соударению со скоростью до 1000 м/с.

Кроме У. твёрдых тел в физике изучают столкновения молекул, атомов и элементарных частиц (см. *Столкновения атомные*).

Лит.: Давиденков Н. Н., Динамические испытания металлов, 2 изд., Л.—М., 1936; Динник А. Н., Избр. труды, т. 1 — Удар и сжатие упругих тел, К., 1952; Райнхарт Дж., Пирсон Дж., Поведение металлов при импульсных нагрузках, пер. с англ., М., 1958; Ильюшин А. А., Ленский В. С., Сопротивление материалов, М., 1959, гл. 6; Кильчевский Н. А., Теория соударений твердых тел, К., 1969.

С. М. Targ.

УДАРНАЯ ВОЛНА — движущаяся по веществу поверхность разрыва непрерывности скорости течения, давления, плотности и др. величин. У. в. возникают при взрывах, детонации, при сверхзвуковых движениях тел (см. *Сверхзвуковое течение*), при мощных электрич. разрядах и т. д. Напр., при воздушном взрыве взрывчатых веществ (ВВ) образуются высоконагретые продукты, находящиеся под большим давлением. Продукты взрыва под действием давления расширяются, приводя в движение и сжимая сначала ближайшие, а затем всё более далёкие слои воздуха. Поверхность, к-рая отделяет сжатый воздух от невозмущённого, представляет собой У. в.

Простейший пример возникновения и распространения У. в. — сжатие газа в трубе поршнем. Если первоначально покоившийся поршень мгновенно приходит в движение с пост. скоростью u, то сразу же непосредственно перед ним возникает У. в. Скорость её распространения D по невозмущённому газу постоянна и больше u. Поэтому расстояние между поршнем и У. в. увеличивается пропорц. времени движения. Скорость газа за У. в. совпадает со скоростью поршня (рис. 1). Если поршень разгоняется до скорости u постепенно, то У. в. образуется не сразу. Вначале возникает волна сжатия с непрерывным распределением плотности и давления. С течением времени крутизна волны сжатия нарастает, т. к. возмущения от ускоряемого поршня догоняют её и усиливают, приводя в итоге к разрыву непрерывности всех гидродинамич. величин и к образованию У. в. (см. *Газовая динамика*).

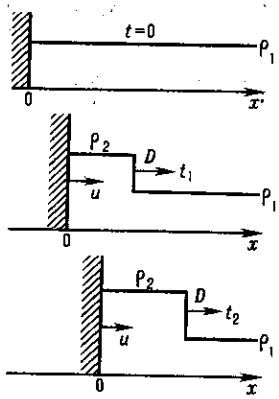


Рис. 1. Распределения плотности ρ в последовательные моменты времени $t=0$, t_1, t_2 в ударной волне, возбуждаемой поршнем, движущимся с постоянной скоростью u (D — скорость ударной волны; $D>u$).

Существуют прямые У. в., в к-рые вещество втекает по нормали к поверхности, и косые У. в. Последние возникают, напр., при сверхзвуковом движении тел — ракет, спускаемых космич. аппаратов, снарядов и др., когда перед телом движется У. в. Геометрия У. в. зависит от формы тела и от др. параметров. Поэтому в системе координат, где У. в. покоится, газ втекает в каждый элемент её поверхности под своим углом. Если этот угол не прямой, то элемент поверхности представляет собой косую У. в. На косой У. в. претерпевает разрыв нормальная составляющая скорости вещества, но тангенциальная составляющая непрерывна. Следовательно, на косой У. в. линии тока преломляются (о косых У. в. см. *Уплотнения скачок*). Путём перехода к новой системе координат, движущейся параллельно поверхности разрыва, косую У. в. всегда можно свести к прямой. Поэтому первостепенный интерес представляют прямые У. в., и далее речь идёт только о них.

Законы ударного сжатия. Состояния вещества по обе стороны У. в.: давление p, плотность ρ, скорость течения относительно У. в. v и уд. внутр. энергия ε связаны т. н. соотношениями Ренкина — Гюгоньо:

$$\rho_2v_2=\rho_1v_1,\quad p_2+\rho_2v_2^2=p_1+\rho_1v_1^2,$$
$$\varepsilon_2+p_2/\rho_2+v_2^2/2=\varepsilon_1+p_1/\rho_1+v_1^2/2, \qquad (1)$$

к-рые выражают законы сохранения массы, импульса и энергии. Индексы 1 и 2 относятся соответственно к величинам перед У. в. и за ней. Кроме того, величины ε, p и ρ связаны *уравнением состояния*. Скорость распространения У. в. по невозмущённому веществу равна $D=-v_1$. Т. о., при заданных параметрах вещества перед волной p_1 и ρ_1 шесть величин: D, p_2, ρ_2, ε_2, v_1, v_2 связаны пятью ур-ниями, т. е. У. в. при заданных p_1 и ρ_1 характеризуется всего одним независимым параметром, напр. D или p_2, через к-рый могут быть выражены все остальные величины.

Интенсивность У. в. обычно характеризуют относительным скачком давления $(p_2-p_1)/p_1$ или *Маха числом* $M_1=D/a_1$, где a_1 — скорость звука в веществе перед У. в. Для У. в. малой и большой интенсивности соответственно $(p_2-p_1)/p_1\ll 1$, $M_1\approx 1$ и $(p_2-p_1)/p_1\gg 1$, $M_1\gg 1$. Если $(p_2-p_1)/p_1\to 0$, то $M_1\to 1$. Из системы (1) получаются следующие выражения для v_1 и v_2 и для скорости течения u относительно вещества перед У. в. (скорость газа в лаб. системе координат на рис. 1):

$$v_1^2=V_1^2\frac{p_2-p_1}{V_1-V_2},\quad v_2^2=V_2^2\frac{p_2-p_1}{V_1-V_2},$$
$$u=|v_1-v_2|=\sqrt{(p_2-p_1)(V_1-V_2)} \qquad (2)$$

(где $V=1/\rho$ — уд. объём), а также соотношение

$$\varepsilon_2-\varepsilon_1=(1/2)(p_2+p_1)(V_1-V_2), \qquad (3)$$

к-рое наз. ур-нием ударной адиабаты (УА) или адиабаты Гюгоньо. Др. форма записи ур-ния УА эквивалентна (3):

$$w_2-w_1=(1/2)(p_2-p_1)(V_1+V_2),$$

где w — уд. *энтальпия*. Вместе с ур-нием состояния в виде $\varepsilon=\varepsilon(p,V)$ ур-ние (3) выражает зависимость p_2 от V_2 и от параметров вещества перед У. в. — p_1, V_1, т. е. представляет собой ф-цию $p_2=H(V_2, p_1, V_1)$, к-рую также называют УА или адиабатой Гюгоньо.

Вместе со скачком давления и плотности в У. в. терпят разрыв и др. термодинамич. величины, в т. ч. энтропия s. Законы сохранения (1) формально допускают существование У. в. как сжатия, так и разрежения. Однако, согласно *второму началу термодинамики*, реально осуществимы только такие У. в., в к-рых энтропия возрастает. Этому требованию удовлетворяют У. в. сжатия и не удовлетворяет У. в. разрежения, если всюду на УА вторая изэнтропич. производная уд. объёма по давлению существует и положительна:

$$(\partial^2 V/\partial p^2)_s>0. \qquad (4)$$

Нарушение этих условий встречается редко и связано с наличием на УА изломов или перегибов (рис. 2), возможных

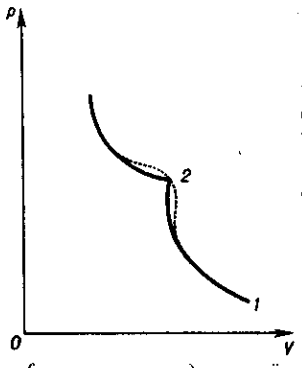


Рис. 2. Ударная адиабата (УА) с изломом или с перегибом (штриховая линия в точке *2*); p, V — давление и объём вещества. Точка *1* соответствует состоянию вещества перед ударной волной.

при *фазовых переходах* в твёрдых телах (плавление, полиморфные превращения и др.) или при их пластич. деформациях, а также в газах в окрестностях критич. точки (Я. Б. Зельдович, 1946). С точностью до существования таких «аномалий» УА справедлива теорема Цемплена (1905), согласно к-рой возможны только У. в. сжатия. При указанных «аномалиях» УА в соответствии с теоретич. предсказаниями У. в. разрежения были получены экспериментально.

У. в. движется по исходному веществу со сверхзвуковой скоростью $D>a_1$, $M_1>1$. Поэтому газодинамич. возмущения из области за У. в. не проникают в вещество перед ней и не влияют, следовательно, на его состояние. Скорость У. в. относительно вещества за ней дозвуковая, $v_2<a_2$, $M_2=v_2/a_2<1$, благодаря чему пространственное распределение газодинамич. величин за У. в. влияет на зависимость её интенсивности от времени. Напр., возмущения от ускоряющегося поршня, к-рый сжимает в трубе газ и создаёт У. в., догоняют и усиливают У. в. Приращение энтропии в У. в. малой интенсивности — величина третьего порядка малости, поэтому такую У. в. можно считать изэнтропичной. При неогранич. возрастании интенсивности У. в. сжатие, т. е. отношение ρ_2/ρ_1, остаётся ограниченным.

Устойчивость У. в. как гидродинамич. разрыва нарушается в случаях ур-ний состояния очень специального вида, приводящих к таким аномалиям формы УА (С. П. Дьяков, 1954), к-рые выражаются в виде неравенств

$$J^2(\partial V/\partial p)_H<-1 \text{ или } J^2(\partial V/\partial p)_H>1+2M_2, \qquad (5)$$

где $J^2=v_1^2/V_1^2=(p_2-p_1)/(V_1-V_2)$; $(\partial V/\partial p)_H$ — производная вдоль УА. В случае первого из неравенств (5), выполняющегося на УА с изломами и перегибами типа изображённых на рис. 2, У. в. расщепляется на конфигурацию из двух или большего числа волн. Веществ с такими ур-ниями состояния, при к-рых УА удовлетворяла бы второму из неравенств (5), по-видимому, не существует, хотя соответствующие ур-ния состояния и не запрещены термодинамически.

У. в. в газах. Формулы для У. в. имеют особенно простой вид в случае газа с пост. теплоёмкостью, т. е. когда $\varepsilon=p/\rho(\gamma-1)$, $p/\rho=RT/\mu_0$, где $\gamma=(c_V+R)/c_V$ — отношение теплоёмкостей при пост. давлении и объёме (показатель адиабаты), R — газовая постоянная; μ_0 — относит. мол. масса, T — темп-ра. В этом случае ур-ние УА выражается в явном виде:

$$\frac{p_2}{p_1}=\frac{(\gamma+1)V_1-(\gamma-1)V_2}{(\gamma+1)V_2-(\gamma-1)V_1}. \qquad (6)$$

По сравнению с обычной адиабатой (адиабатой Пуассона), для к-рой $p_2/p_1=(V_1/V_2)^\gamma$, УА характеризуется бóльшим возрастанием давления при сжатии (рис. 3). Это является

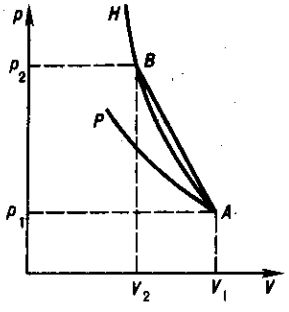


Рис. 3. Ударная адиабата H и адиабата Пуассона P, проходящие через общую точку A начального состояния (B — точка конечного состояния УА).

следствием необратимости нагрева газа в У. в. Параметры газа за У. в., отнесённые к их значениям перед У. в., выражаются через M_1:

$$\frac{V_1}{V_2}=\frac{\rho_2}{\rho_1}=\frac{(\gamma+1)M_1^2}{(\gamma-1)M_1^2+2},$$
$$\frac{p_2}{p_1}=\frac{2\gamma M_1^2}{\gamma+1}-\frac{\gamma-1}{\gamma+1}, \qquad (7)$$
$$\frac{T_2}{T_1}=\frac{[2\gamma M_1^2-(\gamma-1)][(\gamma-1)M_1^2+2]}{(\gamma+1)^2M_1^2}.$$

В пределе больших интенсивностей, т. е. при $M_1\to\infty$,

$$\frac{\rho_2}{\rho_1}=\frac{\gamma+1}{\gamma-1},\ p_2=\frac{2}{\gamma+1}\rho_1 D^2,$$
$$u=\frac{2}{\gamma+1}D,\ T_2=\frac{2(\gamma-1)\mu_0 D^2}{(\gamma+1)^2 R}. \qquad (8)$$

Т. о., сколь угодно интенсивная У.в. не может сжать газ более чем в $h=(\gamma+1)/(\gamma-1)$ раз. Предельное сжатие h тем выше, чем больше теплоёмкость c_V (меньше γ). Напр., для одноатомного газа $\gamma=5/3$, $h=4$, для двухатомного, напр. для воздуха, $\gamma=7/5$, $h=6$. Однако ф-лы (6)—(8) имеют ограниченную применимость даже для идеального, т. е. достаточно разреженного газа (хотя и очень полезны при оценках и выявлении качественных закономерностей). В газе при высоких темп-рах происходят диссоциация молекул, хим. реакции, ионизация, что связано с затратами энергии, изменением теплоёмкости и числа частиц. При этом ε сложным образом зависит от p и V. Если эта зависимость (ур-ние состояния) известна, то параметры газа за У. в. можно найти путём численного решения ур-ний (1)—(3).

Табл. 1.

M_1	D, км/с	p, атм*	ρ_2/ρ_1	T_2, К
1	0,34	1	1	288
1,6	0,54	2,8	2,0	400
2,4	0,81	6,6	3,3	600
3,0	1,02	10,7	4,1	800
3,6	1,2	15	4,6	1000
5,9	2,0	43	6,1	2000
11,6	3,9	169	8,9	5000
21	7,2	570	11,4	$1\cdot10^4$
36	12,2	1660	11,2	$2\cdot10^4$
66	22,4	5480	9,4	$5\cdot10^4$
113	38	$1{,}6\cdot10^4$	8,9	$1\cdot10^5$
194	66	$4{,}7\cdot10^4$	8,4	$2\cdot10^5$
324	110	$1{,}3\cdot10^5$	6,2	$5\cdot10^5$
530	180	$3{,}5\cdot10^5$	7,0	$1\cdot10^6$

* 1 атм = 101325 Па.

В табл. 1 приведены параметры за У. в. в воздухе (перед У. в.: $p_1=1$ атм, $T_1=288$ К, $\rho_1=1{,}29\cdot10^{-3}$ г/см^3).

Структура У. в. У. в., рассматриваемая в гидродинамике как разрыв, в действительности представляет собой переходный слой конечной протяжённости, к-рую называют ш и р и н о й У. в. В нём происходят необратимые процессы перехода вещества из нач. состояния перед У. в. в конечное состояние за ней. В плотных газах ширина У. в. обычно пренебрежимо мала по сравнению с характерными размерами областей непрерывного течения по обе стороны У. в. Но в разреженных газах нередки случаи, когда это не так. Напр., на больших высотах в атмосфере У. в., движущаяся перед сверхзвуковым летательным аппаратом, может иметь ширину, сравнимую с расстоянием от начала переходного слоя до поверхности аппарата. Это необходимо учитывать при расчётах аэродинамики и температурного режима на поверхности.

В структуре У. в. сжатия существуют две области — т. н. в я з к и й с к а ч о к у п л о т н е н и я (СУ), к-рый образуется под действием вязкости и теплопроводности, и следующая за ним р е л а к с а ц и о н н а я з о н а, обусловленная другими, относительно медленными релаксац. процессами (если таковые имеются). В зависимости от природы среды, от её состояния перед У. в. и от интенсивности У. в. это может быть релаксация молекулярных колебаний, установление хим. и ионизац. равновесия, в конденсир. средах — фазовые переходы и др. В У. в. достаточно малой интенсивности, распространяющейся по холодному газу ($T_1\ll1000$ К), возбуждение колебаний и изменение состава газа незначительны и структура У. в. определяется только СУ.

Структура СУ. Простейшая теория структуры СУ основана на ур-ниях динамики вязкого теплопроводящего газа. Ур-ния в системе координат, в к-рой У. в. покоится, имеют вид

$$\frac{d}{dx}(\rho v)=0,\ \rho v\frac{dv}{dx}+\frac{dp}{dx}-\frac{4}{3}\frac{d}{dx}\mu\frac{dv}{dx}=0,$$
$$\rho v T\frac{ds}{dx}=\frac{4}{3}\mu\left(\frac{dv}{dx}\right)^2+\frac{d}{dx}\varkappa\frac{dT}{dx}, \qquad (9)$$

где μ и $\varkappa$ — коэф. вязкости и теплопроводности. Граничные условия: исчезновение градиентов перед У. в. при $x=-\infty$ и за ней при $x=+\infty$. Кроме того, $\rho=\rho_1$, $p=p_1$, $v=v_1=-D$ при $x=-\infty$. Преобразование третьего ур-ния с помощью термодинамич. тождества $Tds=dw-Vdp$ и интегрирование дают первые интегралы системы:

$$\rho v=\rho_1 v_1,\ p+\rho v^2-\frac{4}{3}\mu\frac{dv}{dx}=p_1+\rho_1 v_1^2,$$
$$w+\frac{v^2}{2}-\frac{1}{\rho_1 v_1}\left(\varkappa\frac{dT}{dx}+\frac{4}{3}\mu v\frac{dv}{dx}\right)=w_1+\frac{v_1^2}{2}; \qquad (10)$$

в качестве начала координат можно выбрать любую точку внутри СУ. Для связи параметров на границах $x=\pm\infty$ получаются соотношения (1). Пример структуры СУ для случая $\mu(c_V+R)/\varkappa=3/4$, к-рый допускает аналитич. решение системы (10), представлен на рис. 4. Величины ρ, p, v,

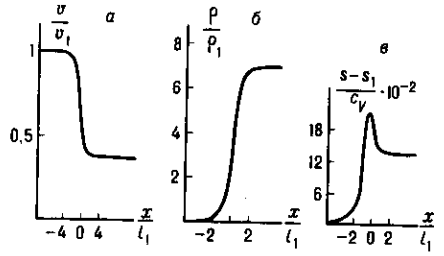


Рис. 4. Распределения скорости (*а*), давления (*б*), энтропии (*в*) в вязком скачке уплотнения (СУ) с числом $M_1=2$ в газе с $\gamma=7/5$ и коэффициентом вязкости, не зависящим от температуры; l_1 — длина свободного пробега молекул.

T монотонно изменяются от своих нач. значений до конечных, энтропия же проходит через максимум. Наличие максимума связано с действием теплопроводности, т. к. обусловленное ею приращение энтропии менее нагретых слоёв положительно, а более нагретых — отрицательно. Вязкость приводит только к возрастанию энтропии. Благодаря вязкости часть кинетич. энергии набегающего на У. в. потока вещества превращается в энергию хаотич. движения, т. е. в тепло. СУ не имеет резких границ, но практически всё изменение величин в нём происходит в слое конечной протяжённости δ, к-рую и называют условно шириной (или эфф. шириной) У. в. По порядку величины в У. в. малой интенсивности $\delta=l_1p_2/(p_2-p_1)\gg l_1$, где l_1 — *длина свободного пробега* молекул. В У. в. большой интенсивности величина δ очень мала, $\delta\sim l_1$, и структуру СУ теоретически исследуют на основе *кинетического уравнения Больцмана* или путём численного моделирования У. в. на ЭВМ *молекулярной динамики методом*.

Релаксационная зона. В релаксац. зоне величины p, ρ, T, v изменяются только потому, что меняется ур-ние состояния, т. к. нек-рые его параметры «релаксируют», в результате чего уд. внутр. энергия зависит от времени t явно:

$$\varepsilon=\varepsilon(\rho,\ p,\ t). \qquad (11)$$

Напр., при колебат. релаксации идеального газа $\varepsilon=p/\rho(\gamma_0-1)+\varepsilon_V(t)$, где γ_0 — значение γ для газа с невозбуждёнными молекулярными колебаниями, ε_V — уд. колебат. энергия. Её зависимость от времени определяется ур-нием колебат. релаксации. При хим. реакциях и ионизации роль «релаксирующих» параметров играют концентрации компонент газа. При завершении релаксации явная зависимость ε от t исчезает и (11) переходит в обычное ур-ние состояния. Зависимость p, ρ и v от t или от коор-

динаты x (связанной с t соотношением $dx = vdt$) вычисляется по ф-лам (1), в к-рых роль p_2, ρ_2, v_2 играют текущие значения ф-ций $p(x)$ и т. д., и ф-ле (11). «Релаксирующие» параметры определяются соответствующими ур-ниями релаксации. Из первых двух ур-ний (1) следует, что p и V в релаксац. зоне связаны линейным соотношением

$$p - p_3 = (\rho_1 D)^2 (V_3 - V), \qquad (12)$$

где p_3 и V_3 — значения p и V в начале релаксац. зоны. Точка, описывающая состояние газа на плоскости p, V (рис. 5), движется вследствие релаксации вдоль продолжения луча *3*, *1* от точки *3* до точки *2*, к-рая отвечает завершению релаксации и расположена на УА II. Точка *3* принадлежит УА I, вычисленной в предположении, что релаксац. процессы не происходят вовсе. Луч, на к-ром

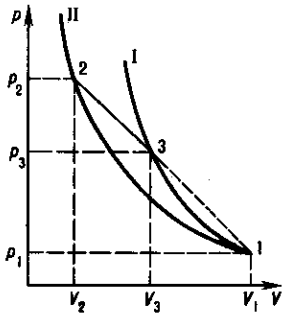


Рис. 5. Диаграмма давление (p) — объём (V) для ударной волны, распространяющейся по газу с замедленным (релаксационным) возбуждением части степеней свободы.

расположены точки *1*, *2*, *3*, удовлетворяет соотношению (11) и наз. прямой Михельсона — Рэлея. Качественный характер изменения p, ρ, v и T в релаксац. зоне показан на рис. 6. Темп-ра поступат. движения молекул

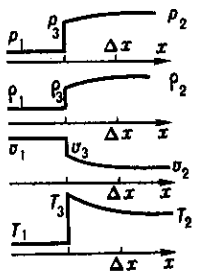


Рис. 6. Распределение давления p, плотности ρ, скорости газа v и температуры T в релаксационной зоне ударной волны, распространяющейся по газу с замедленным возбуждением части степеней свободы.

в релаксац. зоне уменьшается, т. к. энергия этого движения расходуется на возбуждение др. степеней свободы. Вследствие уменьшения T относительное увеличение давления меньше, чем плотности. Напр., расчёты ширины релаксац. зоны Δx и изменения T и ρ, обусловленного колебат. релаксацией и диссоциацией молекул в воздухе при $p_1 = 1$ мм рт. ст. ($1{,}33 \cdot 10^2$ Па), $T = 300$ К и $D = 4{,}7$ км/с ($M_1 = 14{,}2$): $\Delta x \approx 5$ мм, $T_3 \approx 10700$ К, $T_2 \approx 6200$ К, $\rho_3/\rho_1 = 6$, $\rho_2/\rho_1 \simeq 10{,}2$. Явление релаксации в У. в. широко используется для эксперим. изучения кинетики возбуждения колебаний, диссоциации, хим. реакций, ионизации и др., к-рое обычно проводится в опытах с ударными трубами.

Одномерное стационарное течение в релаксац. зоне может быть неустойчиво относительно турбулизации, подобно процессам в структуре детонац. волны (см. *Детонация*). Однако для этого необходимо сочетание редко (в отличие от детонац. волн) выполняемых в У. в. условий — наличия большого периода индукции в релаксац. зоне и затем быстрой релаксации.

У. в. в плазме. Когда У. в. большой интенсивности распространяется по ионизованному газу, в СУ электронный газ сам по себе (т. е. при электрон-электронных столкновениях) нагревается значительно слабее ионного, т. к. в системе координат, где У. в. покоится, втекающие в неё электроны обладают ничтожной кинетич. энергией. Больший, но тоже малый по отношению к ионам нагрев электронного газа в СУ происходит за счёт его адиабатич. сжатия кулоновскими силами, не допускающими различия в степени сжатия ионов и электронов (к-рое привело бы к сильному пространственному разделению зарядов). Релаксация в У. в. связана с обменом энергией при столкновениях электронов с ионами, приводящим к выравниванию темп-р электронного и ионного газов. Релаксация происходит очень медленно (по сравнению с процессами в СУ), т. к. доля передаваемой энергии при одном столкновении частиц, сильно различающихся по массе, очень мала. В формировании структуры У. в. важную роль играет электронная теплопроводность, к-рая гораздо больше ионной и приводит к заметному прогреву электронного газа перед СУ (рис. 7).

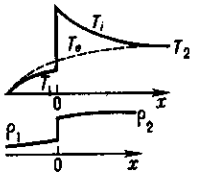


Рис. 7. Распределения ионной T_i (сплошная линия) и электронной T_e (штриховая линия) температур и плотности газа ρ во фронте ударной волны, распространяющейся по плазме.

Ионизующая У. в. Если за У. в., распространяющейся по неионизованному газу, темп-ра $T_2 \geqslant 10\,000$ К, газ в У. в. ионизуется на десятые доли и более. (Относит. концентрация ионов резко возрастает с увеличением темп-ры и значительно слабее — с уменьшением плотности газа.) Осн. механизмом является *ионизация* атомов электронным ударом. Необходимую для этого энергию электронный газ получает при упругих столкновениях электронов с атомами и ионами. Развивающаяся *лавина электронная* начинается с относительно небольшого кол-ва начальных, затравочных электронов. Они могут появляться при столкновениях атомов (хотя эфф. сечение ионизации атомами очень мало), в результате реакции ассоциативной ионизации типа $N + O + 2{,}8$ эВ $\rightarrow NO^+ + e$ (такой процесс идёт в воздухе), путём фотоионизации атомов перед СУ УФ-излучением, испускаемым нагретым газом за У. в. Неясность в отношении конкретного механизма нач. накопления электронов часто затрудняет интерпретацию эксперим. результатов по структуре *ионизационной волны* не очень большой интенсивности. В релаксац. зоне темп-ра электронов T_e меньше темп-ры атомов и ионов T, т. к. электронный газ затрачивает бо́льшую по сравнению с kT_e энергию на ионизацию атома. Зависимость T_e от T в релаксац. зоне определяется балансом энергии, затрачиваемой электронами на ионизацию и получаемой при упругих столкновениях с атомами и ионами. Чем более интенсивна У.в., тем больше разность $T - T_e$ в релаксац. зоне. В той её части, где состав газа близок к равновесному, становится существенным процесс, обратный ионизации, т. е. электрон-ионная рекомбинация. При достижении ионизац. равновесия выравниваются и темп-ры T_e, T. Ширина релаксац. зоны обратно пропорциональна p_1.

В У. в. с темп-рами в десятки и сотни тысяч К происходит многократная ионизация атомов. Достаточное нач. накопление электронов, за к-рым следует лавинообразная ионизация, обеспечивается фотоионизацией газа перед СУ УФ-излучением, приходящим из-за У. в. Вследствие сильного теплопроводного прогрева электронного газа уже перед СУ достигается значит. степень ионизации и от горячего электронного газа несколько нагревается и ионный. На рис. 8 показаны результаты расчёта структуры, подобной У. в., распространяющейся в сильно разреженной атмосфере, когда лучистый теплообмен (см. ниже) не играет роли. Плотн. ρ_1 соответствует высоте ~ 70 км над уровнем моря.

Излучение У. в. При увеличении интенсивности У. в. возрастает роль эл.-магн. излучения в формировании её структуры. Если темп-ра выше неск. десятков тысяч К и газ достаточно плотный для того, чтобы излучение за У. в. было термодинамически равновесным, ширина У. в. определяется лучистым теплообменом. Все газы непроз-

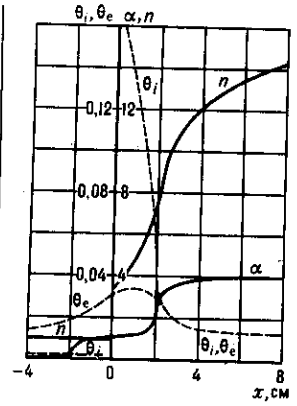


Рис. 8. Распределения относительной плотности ионов $n=N/N_0$, степени ионизации α, безразмерных электронной и ионной температур $\theta_e=kT_e/M_AD^2$, $\theta_i=kT_i/M_AD^2$ (M_A — масса атома) в ударной волне в воздухе при $D=58$ км/с; плотность атомов перед ударной волной $\rho_1=3{,}5\cdot10^{15}$ см$^{-3}$.

рачны в более или менее далёкой УФ-области спектра, к к-рой относится б. ч. всей энергии равновесного излучения при рассматриваемых высоких темп-рах. Эта энергия, излучаемая газом за У. в., поглощается перед СУ и сильно прогревает несжатый газ. При этом зона прогрева простирается гораздо дальше перед СУ, чем это было бы в случае только электронной теплопроводности. Вследствие прогрева газа перед СУ темп-ра непосредственно за ним выше T_2, т. е. темп-ра в структуре У. в. проходит через максимум. В воздухе с нормальной плотностью перед У. в. ширина У. в., определяемая лучистым теплообменом, имеет порядок 10^{-1} см, тогда как ионизац. структура, аналогичная показанной на рис. 8, при такой плотности занимала бы всего 10^{-3} см. Чем выше T_2, тем интенсивнее поток равновесного излучения σT^4 (где σ — постоянная Стефана — Больцмана) и тем больше ширина прогретого слоя и его темп-ра T_-. Напр., в воздухе, имеющем перед волной нормальную плотность, при значениях T_2, равных 25000 К, 50000 К и 150000 К, темп-ра T_- соответственно равна 1400 К, 4000 К и 50000 К. При $T_2\approx300000$ К темп-ра T_- достигает T_2 и остаётся равной ей в более интенсивных У. в. При очень больших интенсивностях У. в. наряду с лучистым теплообменом становятся существенными плотность энергии и давление излучения. Рассмотренная выше роль излучения в формировании структуры У. в. относится к случаю, когда за У. в. излучение находится в термодинамич. равновесии с газом. Для этого размеры области нагретого газа за У. в. должны быть много больше длин пробегов излучения. В разреженных газах это условие обычно не выполняется. В таких случаях интенсивность излучения может быть слишком мала, чтобы повлиять на У. в. (см. также *Излучение плазмы*).

Измерение яркости У. в. позволяет судить о темп-ре T_2. При $T_2\gtrsim10000$ К прогретый слой воздуха частично экранирует видимое излучение газа, идущее из-за У. в., к-рое в холодном воздухе распространялось бы практически без поглощения. Эффект экранировки не позволяет регистрировать очень высокие значения T_2. В воздухе нормальной плотности яркостная темп-ра никогда не превышает 50000 К, сколь бы велика не была темп-ра T_2.

Экспериментальные (в осн. в опытах с ударными трубами) и теоретич. исследования излучения У. в. имеют большое практич. значение в связи с проблемами защиты сверхзвуковых летательных аппаратов от радиац. перегрева, создания мощных импульсных источников эл.-магн. излучения и др.

Магнитогидродинамические У. в. распространяются в электропроводящем (ионизованном) газе в присутствии внеш. магн. поля. Их теория строится на основе ур-ний *магнитной гидродинамики*. Соотношения типа (1) с учётом магн. сил дополняются условиями, к-рым подчиняются электрич. и магн. поля на границе двух сред. Магн. эффекты проявляются тем сильнее, чем больше отношение магн. давления $H^2/8\pi$ к давлению газа, где H — напряжённость магн. поля. Благодаря дополнит. параметрам и переменным, характеризующим величину и направление магн. поля по обе стороны разрыва, магнитогидродинамич. У. в. отличаются бо́льшим разнообразием свойств по сравнению с обычными У. в.

Бесстолкновительные У. в. В чрезвычайно разреженной плазме (лабораторной, космической), где частицы практически не сталкиваются между собой, также возможны У. в. При этом ширина У. в. оказывается гораздо меньше длин пробега частиц. Механизм диссипации, приводящей к превращению части кинетич. энергии направленного движения невозмущённого газа (в системе координат, движущейся вместе с У. в.) в энергию теплового движения, связан с коллективными взаимодействиями в плазме и возбуждением плазменных колебаний. В присутствии магн. поля в *бесстолкновительных ударных волнах* существенны также эффекты закручивания ионов и индуцирования электрич. полей при вытеснении магн. поля движущейся плазмой. Масштабом ширины бесстолкновительных У. в. служит величина c/ω_p, где c — скорость света, $\omega_p=(4\pi e^2n_e/m)^{1/2}$ — плазменная частота.

У. в. в газовзвесях. При распространении У. в. по газу с малой объёмной концентрацией пыли в СУ ускоряется, сжимается и нагревается только газовая компонента, т. к. макроскопич. частицы пыли очень редко сталкиваются между собой, а при взаимодействии с газом их скорость и темп-ра изменяются сравнительно медленно, и за СУ в релаксац. зоне происходит постепенное выравнивание скоростей течения и темп-р компонент. При этом относительная массовая концентрация пыли проходит через максимум, т. к. в СУ она была понижена, а в среднем по всему объёму должна быть такой же, как перед У. в. Часто пыль бывает горючей (в угольных шахтах, на мельницах, элеваторах и т. д.). Изучение условий возгорания пыли в У. в. с возможным переходом горения в детонацию — одна из важных научных и прикладных проблем.

У. в. в конденсированных средах. В конденсированных средах (твёрдых телах и жидкостях) в У. в., получаемых в лаб. условиях, достижим чрезвычайно широкий диапазон давлений. При детонации конденсированных ВВ возникают и затем переходят в контактирующее с ВВ исследуемое вещество — твёрдое тело или жидкость — У. в. с давлением до неск. сотен кбар. С помощью кумулятивных зарядов достигаются давления порядка мегабар. Для получения У. в. очень большой интенсивности используются также спец. газовые и др. пушки, к-рыми разгоняются снаряды — пластины, ударяющие затем по преграде из исследуемого вещества. Благодаря разработанным в 1940—50-х гг. методам получения и диагностики У. в. стали могучим и во многом незаменимым средством эксперим. исследования физ.-хим. и др. свойств веществ в экстремальных условиях. Особенно широко У. в. используются для определения ур-ний состояния твёрдых тел и жидкостей при высоких давлениях и темп-рах, не достижимых в статич. экспериментах. Измерив две скорости — D и u, можно вычислить p_2 и v_2 по ф-лам

$$p_2-p_1=Du/V_1,\ v_2/v_1=(D-u)/D,$$

к-рые следуют из (2), и найти затем ε_2 из (3). (Скорость u измеряется эл.-магн. методом или т. н. методом откола — путём измерения скорости откалывающейся пластины, образующейся при выходе У. в. на свободную поверхность исследуемого образца.) Произведя измерения и расчёты при разл. интенсивностях У. в., находят зависимость p_2 и ε_2 от v_2 на УА. Иногда вместо или дополнительно к скорости u измеряют давление (пьезодатчиком), плотность (рентген) или темп-ру (в прозрачных веществах). (Применительно к конденсир. средам такие измерения менее универсальны и обычно технически более сложны.) В табл. 2 приведены данные для УА свинца:

Таблица 2.

D, км/с	ρ_2/ρ_1	p_2, кбар	ε_2, эрг/г	T_2, К*
3,2	1,3	250	25,4	1050
6,5	1,9	2250	471	15100
8,1	2,2	4010	965	26400

* Значения T_2 вычислены по ур-нию состояния.

$\rho_1 = 11{,}34$ г/см^3, $T_1 \approx 300$ К. УА жидкостей и (с точностью до сравнительно малых отклонений, связанных с изменением характера деформации при переходе через предел упругости) твёрдых тел при малых степенях сжатия, $\rho_2/\rho_1 \lesssim 1{,}3$, мало отличаются от изоэнтропы и обычно хорошо аппроксимируются ф-лой

$$p = A[(\rho/\rho_1)^n - 1],$$

где A и n — параметры, определяемые при аппроксимации. Напр., для воды $A \approx 3000$ атм, $n \approx 7$—8, для металлов $n \approx 4$, для железа, меди и дюралюминия значения A соответственно равны 500, 250 и 200 кбар. Более информативные данные об ур-ниях состояния получаются в тех случаях, когда для одного и того же вещества удаётся измерить не одну, а две или неск. УА. Для этого нужно изменять параметры нач. состояния вещества. Это достигается: а) путём отражения У. в. от жёсткой преграды. Отражённая У. в. распространяется по веществу, сжатому и нагретому в падающей У. в.; б) путём спец. приготовления вещества в сильно пористом состоянии. Напр., естественным пористым состоянием воды или льда является рыхлый снег. При ударноволновом сжатии до одного и того же уд. объёма пористое вещество всегда нагревается сильнее и давление в нём обычно больше. Поскольку ур-ние состояния определяет связь между ε, p и V на плоскости p, V, а не только на отд. линиях, таким эмпирич. способом получить ур-ние состояния нельзя. Но можно найти или существенно уточнить параметры аналитич. ур-ния состояния, полученного к.-л. др. приближённым способом. Это особенно важно, поскольку теория ур-ний состояния конденсир. сред базируется на весьма приближённых моделях и её возможности количественных предсказаний ограничены. Таким полуэмпирич. путём найдены ур-ния состояния мн. элементов и соединений — металлов, сплавов, минералов, горных пород, полимеров, воды и др. жидкостей. Данные об ур-нии состояния элементов, минералов и горных пород, полученные в опытах с У. в., нашли широкое применение в науке о Земле и др. планетах Солнечной системы и позволили перейти в изучении внутр. строения планет и их спутников на качественно новую ступень.

Ширина СУ в У. в. большой интенсивности в конденсир. средах примерно в 1000 раз меньше, чем в газах нормальной плотности. Столь же сильно сокращается зона колебат. релаксации в молекулярных жидкостях и кристаллах при одинаковой темп-ре T_2. Плавление происходит настолько быстро, что в структуре У. в. очень редко удаётся наблюдать твёрдое тело в метастабильном, перегретом состоянии. Скорость полиморфных превращений изменяется в чрезвычайно широких пределах в зависимости от механизма перестройки кристаллич. решётки и от интенсивности У. в. Если новая кристаллич. модификация может быть получена путём упорядоченного малого смещения атомов, обусловленного объёмной и сдвиговой деформацией исходной решётки (механизм т. н. мартенситного типа), то после нек-рого пересжатия (относительно термодинамич. границы фаз) превращение идёт очень быстро — за времена порядка 10^{-8} с или менее. Необходимая степень пересжатия зависит от кол-ва и распределения дефектов исходной решётки (начальных и возникающих в процессе ударноволнового сжатия) и от концентрации новой фазы. Поэтому диапазон давлений, в к-ром сосуществуют обе кристаллич. модификации, обычно велик по сравнению с термодинамически равновесным. Быстрая перестройка решётки наблюдается, напр., в железе и галогенидах калия. Если для построения новой кристаллич. решётки нужны сложные перестановки атомов, осуществимые путём термодиффузии с преодолением огромных активац. барьеров от неск. эВ до десятков эВ, новая кристаллич. модификация либо не образуется вовсе (вплоть до таких интенсивностей У. в., при к-рых область её термодинамич. устойчивости заканчивается и образуется др. кристаллич. фаза более высокого давления или вещество плавится), либо образование новой кристаллич. модификации происходит путём термодиффузии в местах сильного неоднородного разогрева исходной решётки при пластич. течении (т. н. гетерогенный механизм фазового перехода). При этом остальная масса вещества находится в метастабильном состоянии. Напр., при распространении У. в. по кварциту не наблюдается образования более плотной фазы высокого давления — коэсита, а переход в ещё более плотную модификацию — стишовит (или стишовитоподобную аморфную фазу) продолжается вплоть до давлений ~400—450 кбар, тогда как в термодинамич. равновесных условиях образование стишовита в У. в. начиналось и заканчивалось бы в относительно узком интервале давлений в окрестности точки с давлением ~100 кбар. Не претерпевший фазового превращения кварцит теряет устойчивость и аморфизуется при давлениях 230—300 кбар.

Образовавшиеся в У. в. кристаллич. и аморфные структуры нередко сохраняются сколь угодно долго в метастабильных состояниях после снятия давления. Исходное вещество тоже может быть в метастабильном состоянии. Такое многообразие возможностей используется для получения в У. в. известных и новых модификаций веществ с заданными, часто уникальными физико-хим. и механич. свойствами, напр. техн. алмаза и высокотвёрдой модификации нитрида бора — боразона. Уникальность свойств метастабильных веществ, получаемых в У. в., обусловлена тем, что воздействие У. в. на конденсир. вещество не эквивалентно медленному сжатию и нагреву. Важна кинетика процессов в У. в. и при последующей разгрузке.

У. в. используются в наукоёмких технол. процессах упрочнения машиностроительных деталей, резки и сварки металлов, прессования порошков и др.

Лит.: 1) Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Гидродинамика, 4 изд., М., 1988; 2) Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П., Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений, 2 изд., М., 1966; 3) Кузнецов Н. М., Термодинамические функции и ударные адиабаты воздуха при высоких температурах, М., 1965; 4) Ступоченко Е. В., Лосев С. А., Осипов А. И., Релаксационные процессы в ударных волнах, М., 1965; 5) Великович А. Л., Либерман М. А., Физика ударных волн в газах и плазме, М., 1987; 6) Арцимович Л. А., Сагдеев Р. З., Физика плазмы для физиков, М., 1979; 7) Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Электродинамика сплошных сред, 2 изд., М., 1982; 8) Кузнецов Н. М., Устойчивость ударных волн, «УФН», 1989, т. 159, в. 3, с. 493; 9) Альтшулер Л. В., Применение ударных волн в физике высоких давлений, «УФН», 1965, т. 85, в. 2, с. 197; 10) Динамические исследования твердых тел при высоких давлениях, Сб., пер. с англ., М., 1965; 11) Аврорин Е. Н. [и др.], Мощные ударные волны и экстремальные состояния вещества, «УФН», 1993, т. 163, № 5, с. 1.

Н. М. Кузнецов, Ю. П. Райзер.

УДЕ́ЛЬНАЯ РЕФРА́КЦИЯ (r) — характеризует электронную поляризуемость единицы массы вещества в высокочастотном эл.-магн. поле световой волны. У. р. вещества равна его *молекулярной рефракции* R, делённой на молекулярную массу M. У. р. может быть выражена через показатель преломления n вещества неск. способами; чаще всего её записывают в виде

$$r = \frac{n^2-1}{n^2+2}\cdot\frac{1}{\rho},$$

где ρ — плотность вещества.

УДЕ́ЛЬНЫЙ ВЕС (γ) — отношение веса тела P к его объёму V: $\gamma = P/V$. У. в. может быть определён и через плотность ρ вещества: $\gamma = g\rho$, где g — *ускорение свободного падения*. У. в. не является однозначной характеристикой вещества, т. к. зависит от величины g (следовательно, от географич. широты места измерений). Единицей измерения У. в. служат Н/м^3 (СИ), дин/см^3 (СГС); 1 Н/м^3 = 0,1 дин/см^3.

УДЕ́ЛЬНЫЙ ОБЪЁМ — объём, занимаемый единицей массы вещества; величина, обратная *плотности*.

УДЕРЖА́НИЕ ПЛА́ЗМЫ — осуществление условий, при к-рых высокотемпературная плазма сохраняет в заданном объёме свои плотность (концентрацию ядер) n и темп-ру T в течение достаточно длит. времени. В исследованиях по *управляемому термоядерному синтезу* (УТС), где и возник термин «У. п.», необходимая длительность τ сохранения ср. кинетич. энергии ядра (энергетич. время жизни) оцени-

вается из условия, что темп убыли этой энергии за единицу времени, $(3/2)T/\tau$, не превышает темпа выделения энергии в актах синтеза в расчёте на одно ядро:

$$\frac{\varepsilon_{т.я.}}{\tau_{т.я.}} > \frac{3T}{\tau}. \qquad (1)$$

Здесь $\varepsilon_{т.я.}$ — энергия (~МэВ), выделяемая при синтезе двух ядер; $\tau_{т.я.} \simeq 1/n\langle\sigma v\rangle$ — ср. время между актами слияния ядер; $\sigma(v)$ — сечение слияния ядер с относит. скоростью v; угл. скобки означают усреднение по максвелловскому распределению скоростей. Темп-ра выражена в энергетич. шкале. Её характерный масштаб $T \sim 10$ кэВ (темп-ра 1 кэВ соответствует $11 \cdot 10^6$ К). В «рабочем» диапазоне темп-р дейтерий-тритиевой плазмы от 10 до 20 кэВ скорость термоядерной реакции растёт приблизительно квадратично с темп-рой $\langle\sigma v\rangle = \text{const}\, T^2$. В этом случае неравенство (1), определяющее ниж. границу энергетич. времени жизни, может быть записано в виде

$$nT\tau \geqslant 10^{21}\ \text{м}^{-3} \cdot \text{кэВ} \cdot \text{с} \qquad (2)$$

или

$$p\tau \geqslant 3\ \text{ат} \cdot \text{с}, \qquad (3)$$

где $p = 2nT$ — давление плазмы ($1\ \text{ат} = 10^5\ \text{Па} = 0{,}62 \cdot 10^{21}$ кэВ/м^3). (Коэф. 2 возник в результате учёта давления электронов, равного в дейтерий-тритиевой плазме давлению ядерной компоненты.) К условию (3) следует добавить условие «управляемости» термоядерной реакцией. Оно состоит в ограничении на энергосодержание плазмы $3NT$, а следовательно, на общее число частиц $N = nV$ (V — объём плазмы). Если исходить из ограничения $3NT \lesssim 5$ ГДж, к-рое при разумной оценке $\tau \geqslant 1$ с соответствует мощности *термоядерного реактора* на уровне мощности крупной электростанции (~ГВт), то при $T \sim 10$ кэВ общее число ядер дейтерия и трития не должно превышать $N_{макс} \sim 10^{24}$.

Из неравенства (3) можно сделать вывод, что термоядерные реакции в плазме возможны в двух противоположных случаях.

1) Если плазма не подвержена действию внеш. сил, то она свободно разлетается во все стороны со скоростью порядка тепловой скорости $v_T = \sqrt{3T/M}$ ядер со ср. массой M. Для D—T плазмы с равными концентрациями дейтерия и трития

$$v_T \simeq 10^6 \sqrt{T(\text{кэВ})/10}\ \ [\text{м/с}].$$

Давление плазмы заметно падает лишь за время разлёта $\sim R/v_T$, где R — характерный нач. размер нагретой плазмы. В течение промежутка времени $\tau = kR/v_T$ ($k \ll 1$) параметры плазмы можно считать неизменными, и если плотность плазмы и соответственно её давление очень высоки (плотность n на два порядка выше твердотельной, соответственно давление $p \sim 10^{10} - 10^{11}$ ат!), то необходимое условие осуществления термоядерной реакции (3) может быть выполнено. Поскольку сохранение нач. высокой плотности энергии происходит за счёт инерции плазмы ($\tau \propto \sqrt{M}$), то такой подход к осуществлению управляемой термоядерной реакции назвали *инерциальным удержанием* плазмы. При инерциальном удержании нач. термоядерная плазма создаётся с помощью лазерного излучения (см. *Лазерный термоядерный синтез*) или пучков ускоренных частиц. Инерциальное удержание осуществляется и при взрыве термоядерной бомбы. Квазинепрерывное выделение термоядерной энергии в УТС на основе инерциального удержания должно происходить в виде микровзрывов с периодом $\Delta t \gg \tau$ при общем числе частиц в каждом микровзрыве $N < N_{макс}$. Как было отмечено выше, при $N \sim N_{макс} \sim 10^{24}$ энергосодержание термоядерной плазмы ~5 ГДж. Ср. мощность здесь определяется периодом повторения микровзрывов и при $\Delta t = 1$ с будет такой же, как и при $\tau \approx 1$ с в условии квазистационарного удержания.

2) При стационарном (или квазистационарном) удержании, когда время жизни плазмы превышает время свободного разлёта, её давление передаётся, в конечном счёте, на конструкц. материалы и ограничено их прочностью (~сотен атмосфер). Согласно условию (3), энергетич. время жизни должно быть достаточно большим: $\tau > 3$ мс при $p = 1000$ ат; $\tau > 3$ с при $p = 1$ ат. Такие длительности удержания требуют отдаления высокотемпературной области плазмы от стенок камеры или, точнее, многократного спада давления от максимального в центре до минимального на краях. Спадающее распределение давления можно осуществить при магн. У. п.

Магнитное У. п. — наиб. обширная область исследований в проблеме УТС. Она традиционно делится на три составные части: равновесие; устойчивость; процессы переноса энергии и частиц.

Равновесие. При помещении плазмы во внеш. магн. поле его взаимодействие с электрич. токами, неизбежно возникающими в плазме, находящейся в магн. поле, или специально возбуждаемыми в ней, может уравновесить градиент давления плазмы во всём её объёме (см. *Равновесие плазмы, Магнитные ловушки*). Цилиндрич. плазменный шнур, опирающийся торцами на электроды, может быть уравновешен в радиальном направлении собств. магн. полем B пропускаемого по нему электрич. тока J *(пинч-эффект)*. Уравновешивание плазмы по всем направлениям собств. магн. полем невозможно. Это следует из интегральной теоремы вириала:

$$\int (2p_\perp + p_\parallel)\, dV = \oint \left\{ \frac{B^2}{2\mu_0} r dS - \frac{\boldsymbol{Br}(\boldsymbol{BdS})}{\mu_0} \right\}. \qquad (4)$$

Здесь $p_\perp$ — давление в поперечном, а $p_\parallel$ — в продольном направлении к магн. полю B; dV — элемент объёма интегрирования, ограниченного поверхностью, проходящей вне плазмы, где её давление равно нулю; dS — векторный элемент этой поверхности; $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ (в единицах СИ). При распространении области интегрирования до бесконечности правая часть (4) обращается в нуль, если нет внеш. магн. поля, и необходимое условие равновесия не выполняется.

Равновесие тороидального плазменного шнура круглого сечения с малым a и большим R радиусами при наличии тороидального поля $B_т$ внутри и $B_{вн}$ вне плазмы (системы «токамак» и «пинч с обращённым магн. полем») описывается условиями равновесия по малому и большому радиусам тора:

$$\langle p \rangle = \frac{B_{вн}^2 - B_т^2}{2\mu_0} + \frac{B_J^2}{2\mu_0}, \qquad (5)$$

$$B_\perp = \frac{a}{2R} B_J \left\{ \ln \frac{8R}{a} - \frac{3}{2} + \frac{l_i}{2} + \beta_J \right\}. \qquad (6)$$

Здесь угл. скобки означают усреднение по объёму плазмы; $\beta_J = 2\mu_0 \langle p \rangle / B_J^2$; l_i — внутр. индуктивность единицы длины плазменного шнура с распределённым тороидальным током; $B_\perp$ — создаваемое внеш. проводниками поперечное плоскости тора магн. поле, удерживающее тороидальный плазменный шнур от растяжения. Его направление таково, что с внеш. стороны тора оно усиливает, а с внутренней ослабляет собств. поле $B_J = \mu_0 J/2\pi a$ тороидального тока J.

Равновесие по большому радиусу тора в *стеллараторах* обязано взаимодействию вторичной тороидальной компоненты плотности тока с эфф. азимутальным магн. полем стелларатора.

Устойчивость. Удовлетворение теоретич. условиям равновесия ещё не достаточно для У. п. Плазма — чрезвычайно подвижная среда. Случайно возникшие в ней возмущения могут нарастать и разбрасывать плазму. Поэтому удерживающее магн. поле должно быть таким, чтобы плазма, по крайней мере, сохраняла бы свои положение и форму, т. е. была бы устойчивой по отношению к крупномасштабным, магнитогидродинамич. возмущениям (см. *Стабилизация неустойчивостей плазмы*).

Процессы переноса энергии и частиц. Сложная геометрия магн. поля, необходимая для макроскопически устойчивого равновесия плазмы, приводит в общем случае к усиленным, зависящим от геометрии поля «неоклассическим переносам» энергии и частиц плазмы, т. е. к ухудшению её удержания (см. *Переноса процессы*). Поэто-

му конфигурация удерживающего магн. поля должна выбираться такой, чтобы траектории дрейфового движения частиц в магн. поле не слишком сильно отклонялись от магн. поверхностей. Ещё бóльшую опасность для У. п. представляет возможность развития мелкомасштабной *турбулентности плазмы*, зависящей от распределения плотности n, темп-ры T, плотности продольного тока $j_{\|}$, а также от ф-ции распределения частиц по скоростям, приводящей к аномальным переносам, т. е. к сильному ухудшению удержания. Проблема переноса оказалась главной в УТС на основе магн. удержания.

Кроме магн. удержания в разное время выдвигались др. идеи У. п.— электростатического, удержание газовым облаком, комбинациями этих методов с магн. удержанием. Эти методы не получили широкого развития.

Лит.: Шафранов В. Д., Равновесие плазмы в магнитном поле, в сб.: Вопросы теории плазмы, в. 2, под ред. М. А. Леонтовича, М., 1963; Захаров Л. Е., Шафранов В. Д., Равновесие плазмы с током в тороидальных системах, там же, в. 11, под ред. М. А. Леонтовича и Б. Б. Кадомцева, М., 1982; Пустовитов В. Д., Шафранов В. Д., Равновесие и устойчивость плазмы в стеллараторах, там же, в. 15, под ред. Б. Б. Кадомцева, М., 1987.

В. Д. Шафранов.

УДЕРЖА́НИЕ ЦВЕ́ТА (англ. colour confinement) — центральная гипотеза совр. теории сильных (ядерных) взаимодействий, основанной на *квантовой хромодинамике* (КХД). Согласно КХД, все адроны, т. е. мезоны и барионы, состоят из кварков и глюонов, характеризуемых квантовым числом *цвет*. Однако ни в природе, ни в экспериментах при высоких энергиях *кварки* и *глюоны* в свободном виде не обнаружены. Гипотеза У. ц. состоит в том, что эти частицы могут существовать только в связанном виде внутри адронов и что ненаблюдаемость свободных кварков и глюонов имеет не временный, а принципиальный характер и должна следовать из КХД. Если эта гипотеза правильна (в чём сходится большинство исследователей), то здесь впервые в истории физики возникает ситуация, когда «составляющие» объекты принципиально, а не в силу техн. трудностей невозможно выделить (ср. с тем, что молекулы можно расщепить на атомы, атомы — на ядра и электроны, ядра — на нуклоны и т. п.). Парадоксальность ситуации усугубляется тем, что кварки, из к-рых состоят обычные адроны (нуклоны, π-мезоны и др.), имеют массу, много меньшую, чем сами адроны, а глюоны и вовсе безмассовы.

Пока не существует полностью убедительного и общепризнанного физ. механизма У. ц. Это связано с тем, что КХД является теорией с «сильной связью», поэтому проверить ту или иную гипотезу У. ц. очень сложно. Более того, даже сам критерий У. ц., т. е. то, что необходимо доказать, непросто сформулировать математически. Рассмотрим наиб. распространённые идеи, привлекаемые для объяснения У. ц. в рамках КХД.

Все предложенные механизмы У. ц. можно разделить на 2 направления: первое условно назовём «экранировкой цвета», второе — «линейным потенциалом». Согласно гипотезе экранировки цвета, глюонное поле, создаваемое отд. кварком, поляризует вакуум настолько сильно, что из вакуума со стопроцентной вероятностью рождается антикварк, полностью экранирующий цветовой заряд пробного кварка. Аналогично, в случае пробного глюона, внесённого в вакуум, рождается другой глюон, экранирующий цветовой заряд первого. Конкретным механизмом экранировки цвета мог бы быть (В. Н. Грибов, 1985) аналог хорошо изученного в *квантовой электродинамике* (КЭД) явления сверхкритич. кулоновского взаимодействия. (Известно, что при заряде ядра $Z>137$ уровень энергии электрона опускается ниже порога дираковского моря электронов с отрицат. энергиями.) При этом становится энергетически выгодным рождение электрон-позитронной пары, причём электрон остаётся вблизи ядра и частично экранирует его кулоновское поле на больших расстояниях, а позитрон уходит на бесконечность.

На малых расстояниях кварк создаёт цветовое поле, отвечающее, в силу *асимптотической свободы*, малому заряду. Однако на больших расстояниях эфф. цветовой заряд растёт и мог бы достичь критич. значения, при к-ром стало бы энергетически выгодным (по аналогии с КЭД) рождение кварк-антикварковой пары. При этом антикварк остался бы вблизи первого кварка, образовав «бесцветное» состояние — мезон, а рождённый кварк ушёл бы на бесконечность.

Сильная сторона гипотезы экранировки цвета — её относит. наглядность, а также согласие с тем фактом, что У. ц. носит «мягкий» характер: совокупность эксперим. данных по адронным процессам при высоких энергиях не даёт оснований считать, что кварки внутри адронов удерживаются к.-л. большими силами. Слабой стороной данной гипотезы является то, что экранировка может произойти лишь при эфф. заряде кварков порядка единицы. При этом уже нельзя полагать, что в задаче существенно лишь цветовое поле пробного кварка: при большом заряде становится вероятным рождение виртуальных глюонов и кварк-антикварковых пар. Проблема оказывается существенно теоретико-полевой, и аналогия с КЭД может быть обманчивой.

Кроме того, имеются основания предположить, что У. ц. — свойство не только реального мира, в к-ром есть кварки, но и воображаемого «чисто глюонного» мира, в к-ром кварков не существует, а есть только взаимодействующие между собой в соответствии с теорией Янга — Миллса глюонные поля. Такое упрощение КХД наз. квантовой глюодинамикой. Эксперим. данных о чисто глюонном мире, разумеется, нет, однако нек-рую информацию о квантовой глюодинамике можно получить путём моделирования теории поля с помощью компьютерных методов типа Монте-Карло. Компьютерное моделирование указывает, что У. ц. может осуществляться и без кварков, поэтому механизмом У. ц. вряд ли является экранировка цвета с помощью кварков.

Второй возможный механизм У. ц. — линейный потенциал — состоит в следующем. Если поместить на нек-ром расстоянии друг от друга в качестве пробных цветовых зарядов бесконечно тяжёлые кварк и антикварк в таком воображаемом мире, то, согласно гипотезе линейного потенциала, между ними будет действовать не зависящая от расстояния сила притяжения (численно она оказывается равной ок. 14 Т). Эта сила препятствует разлетанию кварка и антикварка, в результате чего они образуют связанное состояние — мезон. Аналогичные силы действуют между 3 кварками, образующими др. связанное состояние — барион.

Осн. предположение этой гипотезы — сила не убывает с увеличением расстояния между кварками. (Если бы она убывала, то, приложив достаточно большую энергию, можно было бы разорвать связанное состояние, т. е. «ионизовать» цвет, что противоречило бы идее У. ц.) Физика ещё не сталкивалась с подобным дальнодействием между микроскопич. объектами. К настоящему времени предложена лишь одна теоретико-полевая модель, в к-рой не убывающая с расстоянием сила притяжения зарядов, повидимому, реализуется: это двумерная модель типа Джорджи — Глэшоу, исследованная А. М. Поляковым [1].

Существует нек-рая физ. аналогия требуемого дальнодействия. Представим себе бесконечный сверхпроводник, в к-рый внесены два идеально узких (и также бесконечных по длине) соленоида с током. Концы этих соленоидов являются источниками магн. поля — как бы *магнитными монополями*. Однако в идеальный сверхпроводник магн. поле не проникает (эффект Мейснера). Поскольку, с др. стороны, магн. линии должны быть замкнуты, в какой-то области сверхпроводимость обязана быть разрушенной, что соответствует проигрышу в энергии. Потеря энергии будет минимальной, если сверхпроводимость разрушится по прямой, соединяющей концы соленоидов (магн. монополи). Подобная ситуация осуществляется в сверхпроводниках II рода. Между монополями образуется «абрикосовская нить», в к-рой сжаты магн. линии, идущие от одного монополя к другому. Энергетич. затраты на образование «абрикосовской нити» пропорциональны её длине, т. е. расстоянию между монополями. Т. о., между монополями

в сверхпроводнике действует линейно растущий потенциал; соответственно сила притяжения между ними не убывает с расстоянием, как бы велико это расстояние не было.

Выдвинута гипотеза (С. Мандельстам [2], т'Хоофт), согласно к-рой У. ц. в глюодинамике осуществляется с помощью т. н. дуального эффекта Мейснера. В основе сверхпроводимости лежит конденсация куперовских пар электронов. Магн. поле не проникает в конденсат электрич. зарядов, и между магн. зарядами (монополями) образуется линейный потенциал. Если бы в глюодинамике происходила конденсация цветных магн. монополей (в теории Янга—Миллса существуют конфигурации глюонного поля, имеющие характер магн. монополей, в отличие от обычной электродинамики, где монополи можно создать лишь искусственно с помощью бесконечно узких соленоидов), то в такую среду не должны были бы проникать цветоэлектрич. силовые линии, отвечающие электрич. компонентам цветового поля (дуальный эффект Мейснера). В этом случае внесённые цветовые заряды соединялись бы трубкой из электрич. силовых линий, внутри к-рой конденсат монополей был бы разрушен. В результате между цветовыми зарядами возник бы линейный потенциал. Отметим, что в упомянутой выше двумерной теоретико-полевой модели реализуется близкий к описанному механизм У. ц.

Этот красивый механизм У. ц. остаётся пока гипотезой. Аналитич. проверка этой гипотезы (как и мн. других, см. обзоры [3, 4]) крайне затруднена, т. к. «сильная связь» препятствует применению традиц. методов теоретич. физики. В теории сильных взаимодействий используются (с 1980) методы прямого численного моделирования теории поля, в частности для исследования проблемы У. ц. [4]. Разумеется, численный метод, учитывающий большое, но всё же конечное число степеней свободы, не может доказать рост кварк-антикваркового потенциала до асимптотически больших расстояний. Однако даже обнаруженный в компьютерных «измерениях» рост потенциала на промежуточных расстояниях (область проведённых измерений примерно до 1,5 Ф) факт нетривиальный. (На рост кварк-антикваркового потенциала на таких расстояниях указывает и анализ в рамках потенциальных моделей реально существующих в природе связанных состояний тяжёлых кварков.) Имеются также компьютерные свидетельства того, что при высокой темп-ре (ок. 200 МэВ) в КХД происходит фазовый переход к «деконфайнменту» — состоянию вещества, в к-ром нет У. ц., а ядерная материя существует в форме *кварк-глюонной плазмы*. Такой фазовый переход может иметь важные последствия для космологии горячей стадии Вселенной. Однако физ. механизм этого фазового перехода остаётся неясным, если не считать нек-рых данных о причастности к нему конфигураций глюонного поля типа описанных выше цветных монополей.

Несмотря на впечатляющее кол-во «эксперим. данных», полученных с помощью компьютерного моделирования теории поля (см. *Решётки метод*), многие исследователи подвергают сомнению его адекватность физ. реальности, поскольку условия такой адекватности (большой объём системы, малый шаг численной решётки, малость «затравочной» константы связи и др.) если и выполняются, то с натяжкой. По-видимому, надо с нек-рой осторожностью относиться к компьютерным данным, поскольку они, помимо прочего, указывают на то, что линейный потенциал существует не только между кварком и антикварком, но и между двумя глюонами (точнее, двумя пробными источниками с цветовым зарядом глюона). Если предположить (как это обычно делается), что в глюодинамике существуют связанные состояния глюонов — «бесцветные» *глюболы*, то асимптотич. линейного потенциала между глюонными источниками не может быть: было бы энергетически более выгодным рождение глюболов, т. е. наблюдаемый рост потенциала между глюонами есть предасимптотич. эффект. В таком случае нельзя исключить, что и наблюдаемый при численном моделировании линейный потенциал между кварком и антикварком тоже есть не асимптотическое, а временное явление.

Наконец, даже если в чисто глюонном мире имеет место неограниченно растущий линейный потенциал между статич. кварками, то в реальном мире с лёгкими кварками его быть не может, т. к. при большом разведении пробных кварка и антикварка становится энергетически выгодным рождение кварк-антикварковых пар, образующих обычные мезоны. Иными словами, линейно растущий потенциал неизбежно «экранируется» лёгкими кварками. Поэтому возможно, что для создания реалистич. количественной теории адронов придётся комбинировать идеи линейного потенциала с идеей экранировки цвета. Строго говоря, доказательством У. ц. было бы установление того, что в корреляторах «бесцветных» (калибровочно-инвариантных) токов нет порогов рождения цветных кварков и глюонов, а есть только полюса и пороги, отвечающие бесцветным состояниям — мезонам и барионам.

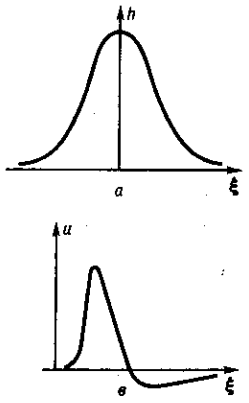
Проблема У. ц. — одна из наиб. фундам. проблем совр. теоретич. физики. Уникальность ситуации состоит в том, что накоплен богатейший эксперим. материал по свойствам адронов и их взаимодействиям, и вместе с тем, даже если будет обнаружен следующий, более глубокий уровень материи (напр., окажется, что кварки сами являются составными объектами), то это не поможет решению проблемы: У. ц. должно быть объяснено в рамках существующей теории — КХД.

Лит.: 1) Polyakov A. M., Quark confinement and topology of gauge theories, «Nucl. Phys.», 1977, v. 120B, p. 429; 2) Mandelstam S., Vortices and quark confinement in non-Abelian gauge theories, «Phys. Reports», 1976, v. 23C, p. 245; 3) Симонов Ю. А., Модели конфайнмента, в сб.: Физика элементарных частиц (Материалы XXII Зимней школы ЛИЯФ), Л., 1987, с. 3; 4) Макеенко Ю. М., Метод Монте-Карло в калибровочных теориях на решетке, «УФН», 1984, т. 143, с. 161.

Д. И. Дьяконов.

УЕДИНЁННАЯ ВОЛНА — волновое движение (см. *Волны*), к-рое в каждый момент времени локализовано в конечной области пространства и достаточно быстро убывает с удалением от этой области. Типичная У. в. имеет вид одиночного импульса или перепада (рис.), но У. в. может иметь и более сложную структуру.

В более узком смысле под У. в. понимают локализованную стационарную нелинейную волну, распространяющуюся без изменения формы с пост. скоростью и описываемую ур-ниями в обыкновенных производных. В *фазовом пространстве* У. в. отвечает траектория, соединяющая две разл. точки равновесия или возвращающаяся в ту же самую точку. К У. в. относят, напр., такие типы нелинейных волн, как ударные волны в диссипативной среде, стационарные импульсные волны возбуждения в активных средах (напр., нервный импульс) и солитон в среде без потерь.



Примеры уединённых волн: *а* — стационарное возвышение (солитон) на мелкой воде; *h* — смещение поверхности жидкости; *б* — ударная волна небольшой амплитуды в газе; *p* — изменение давления; *в* — импульс возбуждения в аксоне нерва; *u* — потенциал мембраны. По оси абсцисс отложена переменная $\xi = t - x/v$, где t — время, x — координата, v — скорость уединённой волны.

Лит. см. при ст. *Солитон.*

Л. А. Островский.

УЙЛЕРА — ДЕ ВИТТА УРАВНЕ́НИЕ — основное ур-ние квантовой геометродинамики, представляющей собой направление *квантовой теории гравитации*, в основе к-рого лежит применение *гамильтонова формализма* для систем

со связями к квантованию гравитац. поля. В рамках этого формализма происходит потеря релятивистской ковариантности теории в результате разбиения единого 4-мерного пространства-времени на 3-мерное пространство и время, причём объектом динамики является именно 3-мерное пространство, а не пространство-время. В связи с тем, что гравитац. поле обладает *калибровочной инвариантностью*, часть *Гамильтона уравнений* для него представляет собой связи 1-го рода и после квантования эти связи, действуя на физ. состояния, должны давать нулевой результат. Именно это требование приводит к У.— Де В. у., имеющему вид

$$\left\{G_{abcd}\left[\frac{\delta}{\delta g_{ab}}\right]\left[\frac{\delta}{\delta g_{cd}}\right]-g^{1/2}\ {}^{3}R\right\}\psi\,[g_{ab}]=0, \qquad (1)$$

где g_{ab} — метрика (метрич. тензор) 3-мерного пространства; g — детерминант этой метрики; ${}^{3}R$ — внутр. скалярная кривизна 3-мерного пространства (3-геометрии); G_{abcd} — суперметрика Де Витта, равная

$$G_{abcd}=g^{-1/2}\frac{1}{2}[g_{ac}g_{bd}+g_{ad}g_{bc}-g_{ab}g_{cd}];$$

$\psi\,[g_{ab}]$ — вектор состояния, функционально зависящий от метрики g_{ab}. Это ур-ние предложено в 1967 Дж. А. Уилером (J. A. Wheeler) и Б. С. Де Виттом (B. S. De Witt) в качестве обобщения *Шрёдингера уравнения* на случай гравитац. поля с бесконечным числом степеней свободы. Ур-ние (1) рассматривается совместно с др. ур-ниями связей:

$$g_{ac}\left\{\frac{\delta\psi\,[g_{ab}]}{\delta g_{cb}}\right\}\Big|_{b}=0, \qquad (2)$$

где символ | обозначает взятие 3-мерной ковариантной производной, а само ур-ние (2) выражает тот факт, что вектор состояния ψ не меняется при координатных преобразованиях метрики, т. е. ψ определяется 3-геометрией, а не её конкретной параметризацией. У.— Де В. у. описывает квантовую эволюцию 3-геометрии пространства. Эта эволюция происходит в т. н. суперпространстве, представляющем собой *многообразие*, элементами к-рого являются 3-геометрии с разл. метриками g_{ab}.

Решения У.— Де В. у. не содержат явно времени и пространственных координат. Их однозначная вероятностная интерпретация и введение времени, как правило, возможны только в той области, где применимо *квазиклассическое приближение* квантовой геометродинамики, в к-ром вектор состояния представляется в виде $\exp(iS/\hbar)$, где S — действие системы. Тогда ур-ние (1) переходит в ур-ние Эйнштейна — Гамильтона — Якоби

$$G_{abcd}\left[\frac{\delta S}{\delta g_{ab}}\right]\left[\frac{\delta S}{\delta g_{cd}}\right]+g^{1/2}\ {}^{3}R=0,$$

к-рое представляет собой *Гамильтона — Якоби уравнение* для гравитац. системы и описывает классич. динамику общей теории относительности.

Из-за индефинитности (см. *Индефинитная метрика*) суперметрики G_{abcd} структура ур-ния (1) в суперпространстве напоминает *Клейна — Гордона уравнение* для релятивистской квантовой частицы в физ. пространстве-времени. Поэтому в квантовой космологии предпринимаются попытки построения формализма вторичного квантования для вектора состояния $\psi\,[g_{ab}]$, в рамках к-рого ψ становится оператором, а отд. решения У.— Де В. у. («вселенные») будут представлять квантовые частицы, движущиеся в суперпространстве. Этот подход наз. также третичным квантованием, т. к. уже сам вектор состояния ψ является объектом квантовой («вторично квантованной») теории поля. В отд. решениях У.— Де В. у. топология пространства не меняется. Предполагается, что третичное квантование позволит описать квантовые переходы между разл. топологически несвязанными «вселенными».

Лит.: Уилер Дж., Предвидение Эйнштейна, пер. с нем., М., 1970; Мизнер Ч., Торн К., Уилер Дж., Гравитация, т. 2—3, пер. с англ., М., 1977; Пономарев В. Н., Барвинский А. О., Обухов Ю. Н., Геометродинамические методы и калибровочный подход к теории гравитационных взаимодействий, М., 1985.

А. Ю. Каменщик.

УЛЬТРАЗВУ́К — *упругие волны* с частотами прибл. от $(1{,}5—2)\cdot10^4$ Гц (15—20 кГц) до 10^9 Гц (1 ГГц); область частот упругих волн от 10^9 до $10^{12}—10^{13}$ Гц принято называть *гиперзвуком*. По частоте У. удобно подразделять на 3 диапазона: У. низких частот ($1{,}5\cdot10^4—10^5$ Гц), У. средних частот ($10^5—10^7$ Гц), область высоких частот У. ($10^7—10^9$ Гц). Каждый из этих диапазонов характеризуется своими специфич. особенностями генерации, приёма, распространения и применения.

Свойства ультразвука и особенности его распространения. По физ. природе У. представляет собой упругие волны, и в этом он не отличается от звука, поэтому частотная граница между звуковыми и УЗ-волнами условна. Однако благодаря более высоким частотам и, следовательно, малым длинам волн (так, длины волн У. высоких частот в воздухе составляют $3{,}4\cdot10^{-3}—3{,}4\cdot10^{-5}$ см, в воде — $1{,}5\cdot10^{-2}—1{,}5\cdot10^{-4}$ см, в стали — $5\cdot10^{-2}—5\cdot10^{-4}$ см) имеет место ряд особенностей распространения У.

Малая длина УЗ-волн позволяет в ряде случаев исследовать их распространение методами *геометрической акустики*. Это даёт возможность рассматривать отражение, преломление, а также фокусировку с помощью лучевой картины.

Ввиду малой длины волны У. характер его распространения определяется в первую очередь молекулярной структурой среды, поэтому, измеряя скорость c и коэф. затухания α, можно судить о молекулярных свойствах вещества (см. *Молекулярная акустика*). Характерная особенность распространения У. в многоатомных газах и во мн. жидкостях — существование областей дисперсии звука, сопровождающейся сильным возрастанием его поглощения. Эти эффекты объясняются процессами релаксации (см. *Релаксация акустическая*). У. в газах, и в частности в воздухе, распространяется с большим затуханием (см. *Поглощение звука*). Жидкости и твёрдые тела (особенно монокристаллы) представляют собой, как правило, хорошие проводники У., затухание в них значительно меньше. Поэтому области использования У. средних и высоких частот относятся почти исключительно к жидкостям и твёрдым телам, а в воздухе и газах применяют только У. низких частот.

Др. особенность У.— возможность получения большой интенсивности даже при сравнительно небольших амплитудах колебаний, т. к. при данной амплитуде плотность потока энергии пропорц. квадрату частоты. УЗ-волны большой интенсивности сопровождаются рядом нелинейных эффектов. Так, для интенсивных плоских УЗ-волн при малом поглощении среды (особенно в жидкостях, твёрдых телах) синусоидальная у излучателя волна превращается по мере её распространения в слабую периодич. ударную волну (пилообразной формы); поглощение таких волн оказывается значительно больше (т. н. нелинейное поглощение), чем волн малой амплитуды. Распространению УЗ-волн в газах и жидкостях сопутствует движение среды, т. н. акустическое течение, скорость к-рого зависит от вязкости среды, интенсивности У. и его частоты; вообще говоря, она мала и составляет долю % от скорости У. К числу важных нелинейных явлений, возникающих при распространении интенсивного У. в жидкостях, относится акустич. *кавитация*. Интенсивность, соответствующая порогу кавитации, зависит от рода жидкости и степени её чистоты, частоты звука, темп-ры и др. факторов; в водопроводной воде, содержащей пузырьки воздуха, на частоте 20 кГц она составляет доли Вт/см^2. На частотах диапазона У. средних частот в УЗ-поле с интенсивностью начиная с неск. Вт/см^2 могут возникнуть фонтанирование жидкости и распыление её с образованием весьма мелкодисперсного тумана. Акустич. кавитация широко применяется в технол. процессах; при этом пользуются У. низких частот.

Генерация ультразвука. Для излучения У. служат разнообразные устройства, к-рые могут быть разделены на 2 группы — механические и эл.-механические. Механич. излучатели У. (воздушные и жидкостные свистки и сирены) отличаются простотой устройства и эксплуатации, не требуют дорогостоящей электрич. энергии высокой частоты. Их недостатки — широкий спектр излучаемых частот и нестабильность частоты и амплитуды, что не позволяет использовать их для контрольно-измерит. целей; они применяются гл. обр. в промышленной УЗ-технологии и частично как средства сигнализации.

Осн. излучателями У. являются эл.-механические, преобразующие электрич. колебания в механические. В диапазоне У. низких частот возможно использование эл.-динамич. и эл.-статич. излучателей. Широкое применение в этом диапазоне частот нашли магнитострикционные преобразователи, основанные на эффекте *магнитострикции*. Для излучения У. средних и высоких частот служат гл. обр. пьезоэлектрич. преобразователи, использующие явление пьезоэлектричества. Для увеличения амплитуды колебаний и излучаемой в среду мощности, как правило, применяются резонансные колебания магнитострикционных и пьезоэлектрич. элементов на их собств. частоте.

Предельная интенсивность излучения У. определяется прочностными и нелинейными свойствами материала излучателей, а также особенностями использования излучателей. Диапазон интенсивности при генерации У. в области ср. частот чрезвычайно широк; интенсивности от 10^{-14}—10^{-15} Вт/см^2 до 0,1 Вт/см^2 считаются малыми. Для достижения больших интенсивностей, к-рые могут быть получены с поверхности излучателя, пользуются фокусировкой У. (см. *Фокусировка звука*). Так, в фокусе параболоида, внутр. стенки к-рого выполнены из мозаики кварцевых пластинок или из пьезокерамики, на частоте 0,5 МГц удаётся получать в воде интенсивности У. $>10^5$ Вт/см^2. Для увеличения амплитуды колебаний твёрдых тел в диапазоне У. низких частот часто пользуются стержневыми УЗ-концентраторами (см. *Концентратор акустический*), позволяющими получать амплитуды смещения 10^{-4} см.

Приём и обнаружение ультразвука. Вследствие обратимости электрич. и пьезоэлектрич. эффектов эти преобразователи используются и для приёма У. Для изучения УЗ-поля можно пользоваться и оптич. методами; У., распространяясь в к.-л. среде, вызывает изменение её оптич. показателя преломления, что позволяет визуализировать звуковое поле, если среда прозрачна для света. Совокупность уплотнений и разрежений, сопровождающая распространение УЗ-волны, представляет собой своеобразную решётку, дифракцию световых волн на к-рой можно наблюдать в оптически прозрачных телах. *Дифракция света на ультразвуке* лежит в основе смежной области акустики и оптики — *акустооптики*, к-рая получила развитие после возникновения газовых лазеров непрерывного действия.

Применения ультразвука. УЗ-методы используются в физике *твёрдого тела*, в частности в физике *полупроводников*, в результате чего возникла новая область акустики — *акустоэлектроника*. На основе её достижений разрабатываются приборы для обработки сигнальной информации в микрорадиоэлектронике. У. играет большую роль в изучении структуры вещества. Наряду с методами молекулярной акустики для жидкостей и газов измерение скорости c и коэф. поглощения α используется для определения модулей упругости и диссипативных характеристик твёрдых тел. Получила развитие квантовая акустика, изучающая взаимодействие *фононов* с электронами проводимости, *магнонами* и др. *квазичастицами* в твёрдых телах.

У. широко применяется в технике. По данным измерений c и α во многих техн. задачах осуществляется контроль за протеканием того или иного процесса (контроль концентрации смеси газов, состава разл. жидкостей и т. п.). Используя отражение У. на границе разл. сред, с помощью УЗ-приборов измеряют размеры изделий (напр., УЗ-толщиномеры), определяют уровни жидкостей в ёмкостях, недоступных для прямого измерения. У. сравнительно малой интенсивности (~0,1 Вт/см^2) применяется в дефектоскопии для неразрушающего контроля изделий из твёрдых материалов (рельсов, крупных отливок, качественного проката и т. д.). При помощи У. осуществляется звуковидение: преобразуя УЗ-колебания в электрические, а последние в световые, оказывается возможным при помощи У. видеть те или иные предметы в непрозрачной для света среде. Для получения увеличенных изображений предмета с помощью У. высокой частоты создан акустич. микроскоп, аналогичный обычному микроскопу, преимущества к-рого перед оптическим — высокая контрастность и возможность получать изображения оптически непрозрачных объектов. Развитие *голографии* привело к определ. успехам в области УЗ-голографии (см. также *Голография акустическая*). Важную роль У. играет в *гидроакустике*, поскольку упругие волны являются единств. видом волн, хорошо распространяющихся в морской воде. На принципе отражения УЗ-импульсов от препятствий, возникающих на пути их распространения, строится работа эхолота, *гидролокатора* и др.

У. большой интенсивности (гл. обр. диапазон низких частот) применяется в технике, оказывая воздействие на протекание технол. процессов посредством нелинейных эффектов — кавитации, акустич. потоков и др. Так, при помощи мощного У. ускоряется ряд процессов тепло- и массообмена в металлургии. Воздействие УЗ-колебаний непосредственно на расплавы позволяет получить более мелкокристаллич. и однородную структуру металла. УЗ-кавитация используется для очистки от загрязнений как мелких (часовое произ-во, приборостроение, электронная техника), так и крупных производств. деталей (трансформаторное железо, прокат и др.). С помощью У. удаётся осуществить пайку алюминиевых изделий, приварку тонких проводников к напылённым металлич. плёнкам и непосредственно к полупроводникам, сварку пластмассовых деталей, соединение полимерных плёнок и синтетич. тканей. У. позволяет обрабатывать хрупкие детали, а также детали сложной конфигурации.

У. применяется в биологии и медицине. При действии У. на биол. объекты происходит поглощение и преобразование акустич. энергии в тепловую. Локальный нагрев тканей на доли и единицы градусов, как правило, способствует жизнедеятельности биол. объектов, повышая интенсивность процессов обмена веществ. Однако более интенсивные и длит. воздействия могут привести к перегреву биол. структур и к их разрушению.

В медицине У. используется для диагностики, терапевтич. и хирургич. лечения. Способность У. без существенного поглощения проникать в мягкие ткани организма и отражаться от акустич. неоднородностей применяется при исследовании внутр. органов. Микромассаж тканей, активация процессов обмена и локальное нагревание тканей под действием У. используются для терапевтич. целей. УЗ-хирургия подразделяется на две разновидности, одна из к-рых связана с разрушением тканей собственно звуковыми колебаниями, вторая — с наложением УЗ-колебаний на хирургич. инструмент.

Лит.: Бергман Л., Ультразвук и его применение в науке и технике, пер. с нем., 2 изд., М., 1957; Михайлов И. Г., Соловьев В. А., Сырников Ю. П., Основы молекулярной акустики, М., 1964; Физическая акустика, [под ред. У. Мэзона, Р. Терстона], пер. с англ., т. 1—7, М., 1966—74; Зарембо Л. К., Красильников В. А., Введение в нелинейную акустику, М., 1966; Физика и техника мощного ультразвука, под ред. Л. Д. Розенберга, т. 1—3, М., 1967—70; Труэлл Р., Эльбаум Ч., Чик Б., Ультразвуковые методы в физике твердого тела, пер. с англ., М., 1972; Эльпинер И. Е., Биофизика ультразвука, М., 1973; Ультразвуковая технология, под ред. Б. А. Аграната, М., 1974; Викторов И. А., Звуковые поверхностные волны в твёрдых телах, М., 1981; Зарембо Л. К., Акустика, в кн.: Физические величины. Справочник, под ред. И. С. Григорьева, Е. З. Мейлихова, М., 1991, с. 133.

В. А. Красильников.

УЛЬТРАЗВУКОВА́Я ДИАГНО́СТИКА — совокупность методов исследования здорового и больного организма человека, основанных на использовании УЗ. Физ. основой У. д. является зависимость параметров распространения

звука в биол. тканях (скорость звука, коэф. затухания звука, волновое сопротивление) от вида ткани и её состояния. УЗ-методы позволяют осуществить визуализацию внутр. структур организма, а также исследовать движение биол. объектов внутри организма. Осн. особенность У. д.— возможность получить информацию о мягких тканях, незначительно различающихся по плотности или упругости. УЗ-метод исследования обладает высокой чувствительностью, может использоваться для обнаружения образований, не выявляемых с помощью рентгена, не требует применения контрастных веществ, безболезнен, не имеет противопоказаний.

Для диагностич. целей используется УЗ частотой от 0,8 до 15 МГц; низкие частоты применяются при исследовании глубоко расположенных объектов или при исследовании, проводимом через костную ткань, высокие — для визуализации объектов, близко расположенных к поверхности тела, для диагностики в офтальмологии, при исследовании поверхностно расположенных сосудов.

Наиб. распространение в У. д. получили эхолокац. методы, основанные на отражении или рассеянии импульсных УЗ-сигналов. Приборы для этого вида У. д. в известной мере аналогичны УЗ-дефектоскопам (см. *Дефектоскопия*). Излучение и приём УЗ в них осуществляются с помощью *пьезоэлектрических преобразователей* с пьезоэлементами в виде кварцевых или пьезокерамич. пластин. В зависимости от способа получения и характера представления информации приборы для У. д. разделяют на группы: одномерные приборы с индикацией типа А; одномерные приборы с индикацией типа М; двумерные приборы с индикацией типа В.

При У. д. с помощью прибора типа А (рис. 1) преобразователь *2*, излучающий короткие (длительностью порядка 10^{-6} с) УЗ-импульсы, прикладывается к исследуемому участку тела (напр., на рис. 1 к роговице глаза) через контактное вещество. В паузах между излучаемыми

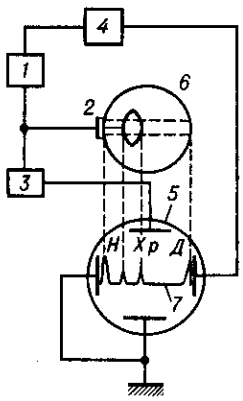


Рис. 1. Блок-схема одномерного прибора с индикацией типа А: *1* — генератор электрических импульсов; *2* — преобразователь; *3* — усилитель; *4* — генератор развёртки; *5* — электронно-лучевая трубка; *6* — глаз; *7* — одномерная эхограмма; *Н* — начальный импульс; *Хр* — импульсы от хрусталика; *Д* — импульс от глазного дна.

импульсами преобразователь принимает импульсы, отражённые от разл. неоднородностей в тканях. После усиления эти импульсы наблюдаются на экране электронно-лучевой трубки с временно́й развёрткой в виде кратковременных отклонений луча от горизонтальной линии. Полная картина отражённых импульсов наз. одномерной эхограммой типа А. Эхограммы тканей разл. типа отличаются друг от друга кол-вом импульсов и их амплитудой. Анализ эхограммы типа А во многих случаях позволяет получить дополнит. сведения о состоянии, глубине залегания и протяжённости патологич. участка. Одномерные приборы с индикацией типа А применяются в неврологии, нейрохирургии, онкологии, акушерстве, офтальмологии и др. областях медицины.

В приборах с индикацией типа М отражённые импульсы после усиления подаются на модулирующий электрод электронно-лучевой трубки и представляются в виде чёрточек, яркость к-рых связана с амплитудой импульса, а ширина — с его длительностью. Развёртка этих чёрточек во времени даёт картину отд. отражающих структур. Этот тип индикации широко используется в кардиографии. УЗ-кардиограмма может быть зафиксирована при помощи электронно-лучевой трубки с памятью или на бумажной ленте самописца. Этим методом осуществляется запись движений элементов сердца, что позволяет определять стеноз митрального клапана, врождённые пороки сердца и др. При использовании методов регистрации типов А и М преобразователь находится в фиксированном положении на теле пациента.

В случае индикации типа В преобразователь перемещается (сканирует) вдоль поверхности тела и на экране электронно-лучевой трубки фиксируется двумерная эхограмма (рис. 2), воспроизводящая поперечное сечение исследуемой области тела. Для этой цели обычно используются элек-



Рис. 2. Двумерная эхограмма брюшной полости беременной женщины: *1* — брюшная стенка живота; *2* — головка плода; *3* — шейка плода; *4* — позвоночник плода; *5* — грудной отдел туловища плода.

тронно-лучевые трубки с большим послесвечением или системы с электронной памятью. Разновидностью метода В является мультисканирование, при к-ром механич. перемещение одного пьезоэлемента заменяется последовательным электрич. переключением ряда элементов, расположенных на одной линии. Мультисканирование позволяет наблюдать исследуемые сечения практически в реальном масштабе времени. Др. разновидностью метода В является секторное сканирование, при к-ром отсутствует поступат. движение эхозонда, а изменяется угол введения УЗ-луча. УЗ-приборы с индикацией типа В используются в онкологии, акушерстве и гинекологии, урологии, отоларингологии, офтальмологии и др.; модификации приборов типа В с мультисканированием и секторным сканированием — в кардиологии. Все эхолокац. методы У. д. позволяют так или иначе регистрировать внутри организма границы областей с разл. волновыми сопротивлениями.

Новый метод У. д.— реконструктивная (или вычислит.) томография — даёт пространственное распределение (т. е. поле) параметров распространения звука — коэф. затухания (аттенюационная модификация метода) или скорости звука (рефракционная модификация). В этом методе исследуемое сечение объекта прозвучивается многократно в разл. направлениях и информация о координатах прозвучивания и об ответных сигналах обрабатывается на ЭВМ, в результате чего на дисплее отображается реконструированная томограмма.

Для получения информации о движущихся структурах организма используются методы и приборы, работа к-рых основана на *Доплера эффекте*. Такие приборы содержат, как правило, два пьезоэлемента: излучатель УЗ, работающий в непрерывном режиме, и приёмник отражённых сигналов. Сдвиг частоты УЗ-волны, отражённой от подвижного объекта (напр., от стенки сосуда), относительно частоты излучаемой волны, пропорциональный скорости

движения, обнаруживается с помощью телефонов, громкоговорителя или может быть зарегистрирован на ленте самописца. В наиб. совершенных приборах этого типа применяется импульсно-доплеровский (когерентный) способ локации, позволяющий выделить сигнал из определ. точки пространства. Приборы с использованием эффекта Доплера применяются для диагностики заболеваний сердечно-сосудистой системы (определение движения участков сердца и стенок сосудов), в акушерстве (исследование сердцебиения плода), для исследования кровотока и др.

Лит.: Матаушек И., Ультразвуковая техника, пер. с нем., М., 1962; Руководство по ультразвуковой диагностике, Таш., 1969; Ультразвуковая диагностика, Горький, 1983. *А. А. Чевченко.*

УЛЬТРАКОРО́ТКИЕ ВО́ЛНЫ (УКВ) — традиционное название диапазона *радиоволн*, объединяющего метровые, дециметровые, сантиметровые и миллиметровые волны (или диапазоны очень высоких частот — ОВЧ, ультравысоких частот — УВЧ, сверхвысоких частот — СВЧ, крайне высоких частот — КВЧ).

Распространение УКВ в осн. происходит в пределах прямой видимости. При этом предельное расстояние для двух антенн, поднятых на высоты h_1, $h_2 \ll R_3$ (R_3 — радиус Земли), составляет

$$R_{\text{пр}} = 3{,}57\left(\sqrt{h_1[\text{м}]} + \sqrt{h_2[\text{м}]}\right)[\text{км}].$$

Существенной особенностью УКВ является отсутствие регулярного зеркального отражения от *ионосферы*. Исключением является *загоризонтное распространение радиоволн* (метровых волн), происходящее в осн. за счёт рассеяния их на ионизованных метеорных следах (см. также *Метеорная радиосвязь*), а также при наличии спорадических E_s слоёв, способных иногда отражать радиоволны вплоть до частот 50—60 МГц. При этом возможно многоскачковое распространение радиоволн в волноводе Земля — ионосфера с предельной дальностью скачка 2000 км (см. *Волноводное распространение радиоволн*). Значит. влияние на распространение УКВ оказывает тропосфера Земли. Для тропосферы характерны следующие механизмы загоризонтного распространения УКВ: нормальная (стандартная) рефракция лучей, рассеяние на турбулентных флуктуациях показателя преломления, каналирование энергии в тропосферном волноводе, отражение от приподнятых инверсных слоёв (см. *Распространение радиоволн*). Учёт рефракций при радиосвязи на УКВ приводит к увеличению предельной дальности: в случае нормальной рефракции

$$R_{\text{пр}} = 4{,}52\left(\sqrt{h_1} + \sqrt{h_2}\right)[\text{км}].$$

Примерно такое же (до 100—150 км) увеличение предельной дальности наблюдается при распространении УКВ в поверхностном тропосферном волноводе, где распространяются гл. обр. волны СВЧ- и КВЧ-диапазонов. Значительное (до неск. сотен км) увеличение протяжённости линий связи между наземными пунктами возможно за счёт рассеяния (или переизлучения) УКВ на неоднородностях тропосферы (т. н. дальнее тропосферное распространение; см. также *Сверхдальнее распространение радиоволн*). При этом, однако, уровень поля в точке приёма подвержен хаотич. изменениям. Усреднённый коэф. ослабления уровня поля зависит от протяжённости трассы и колеблется от −65 до −110 дБ. Значит. увеличение уровня поля в точке приёма может наблюдаться при наличии приподнятых M-инверсий, образующихся при повыш. влажности в областях высокого атм. давления. Рассеяние УКВ происходит на флуктуациях коэф. преломления стратосферы (высоты области рассеяния до 15—20 км), однако усреднённый коэф. ослабления уровня поля на таких трассах (от 700 до 1300 км) составляет ~150 дБ. При длинах волн более 10 см среда ведёт себя как идеальный диэлектрик и распространение УКВ в тропосфере происходит без к.-л. дополнит. потерь энергии. При $\lambda < 10$ см становятся существенными рассеяние и поглощение волн атм. осадками. Напр., ослабление волн с $\lambda \sim 1$ см в условиях ливня достигает 18 дБ/км. При осадках в виде града и достаточно больших размерах градин возрастают потери из-за рассеяния волн. В диапазоне миллиметровых волн сильно сказывается затухание в атм. газе (ослабление, вызываемое атм. кислородом при нормальном атм. давлении и темп-ре 20 °С, на $\lambda \sim 5$ мм составляет ~14 дБ/м).

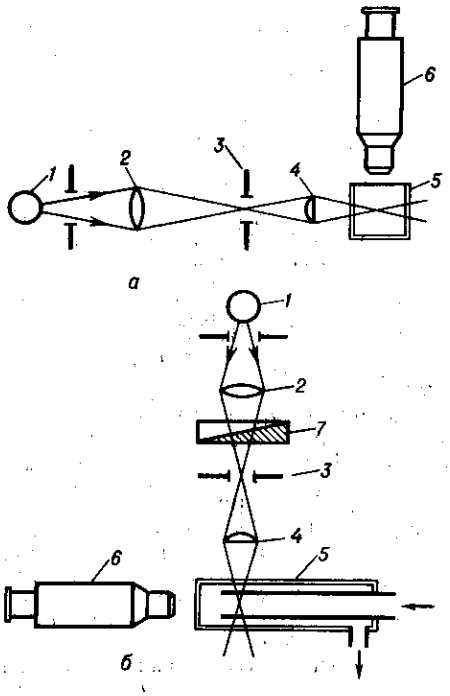
УКВ широко применяются в системах связи и вещания. Большинство таких систем работает в пределах зон, ограниченных условиями прямой видимости корреспондирующих пунктов. Увеличение дальности связи до неск. тыс. км достигается в т. н. радиорелейных линиях (РРЛ) — цепочке ретрансляционных станций, отстоящих друг от друга на расстоянии прямой видимости. В РРЛ используют волны УВЧ- и СВЧ-диапазонов. Большая ширина диапазонов УКВ по частоте и возможность создания узконаправленных антенных систем позволяют применять УКВ-диапазон для создания широкополосных и многоканальных магистральных линий связи. Использование в РРЛ в качестве ретранслятора ИСЗ обеспечивает связь между наземными пунктами, удалёнными более чем на 10 тыс. км. Разрабатывается новое поколение РРЛ — цифровые РРЛ (ЦРРЛ). Поскольку занимаемая ЦРРЛ полоса пропускания достигает 100 МГц (что во много раз превышает полосы пропускания обычных РРЛ), то очевидно, что ЦРРЛ будут работать в осн. на частотах выше 10 ГГц. Диапазон УКВ является единственным, в к-ром осуществляются телевиз. передачи (см. *Телевидение*) и организуется высококачественное частотно-модулир. радиовещание. В тех случаях, когда размещение ретрансляторов в РРЛ на расстояниях прямой видимости затруднено (напр., в труднодоступных местах), используются линии дальней тропосферной радиосвязи. Для создания таких линий связи применяют *антенны*, имеющие КНД ~50—55 дБ и спец. приёмную аппаратуру, повышающие надёжность работы радиолинии связи в условиях случайных изменений уровня сигнала.

УКВ используются также в системах *радиолокации*, ближней радионавигации и радиоастронавигации, радиотелеуправления и радиодистанциометрии. Радиоволны УКВ-диапазона применяются при изучении атмосферы звёзд, планет, туманностей (радиоастрономия), в медицине для определения темп-ры биол. объектов (радиотермография), при изучении структуры и состава вещества (радиоспектрометрия).

Лит.: Альперт Я. Л., Распространение электромагнитных волн и ионосфера, 2 изд., М., 1972; Долуханов М. П., Распространение радиоволн, М., 1972; Шур А. А., Характеристики сигнала на тропосферных радиолиниях, М., 1972; Черенкова Е. Л., Чернышев О. В., Распространение радиоволн, М., 1984; Электромагнитные волны в атмосфере и космическом пространстве, под ред. А. В. Соколова, А. А. Семенова, М., 1986. *А. В. Рахлин.*

УЛЬТРАМИКРОСКО́П — оптич. прибор для обнаружения мельчайших (коллоидных) частиц, размеры к-рых меньше предела разрешения (см. *Разрешающая способность* оптических приборов) обычных световых *микроскопов*. Возможность обнаружения таких частиц с помощью У. обусловлена *дифракцией света* на них. При сильном боковом освещении каждая частица в У. отмечается наблюдателем как яркая точка (светящееся дифракц. пятно) на тёмном фоне. Вследствие дифракции на мельчайших частицах рассеивается очень мало света, поэтому в У. применяют, как правило, сильные источники света. В зависимости от интенсивности освещения, длины световой волны, разности показателей преломления частицы и среды можно обнаружить частицы размерами от 20—50 нм до 1—5 мкм. По дифракц. пятнам нельзя определить истинные размеры, форму и структуру частиц: У. не даёт оптич. изображений исследуемых объектов. Однако, используя У., можно установить наличие и численную концентрацию частиц, изучать их движение, а также рассчитать ср. размер частиц, если известны их весовая концентрация и плотность.

У. создали Г. Зидентопф (H. Siedentopf) и Р. Зигмонди (R. Zsigmondy) в 1903. В предложенной ими схеме щелевого У. (рис., *а*) исследуемая система неподвижна. Кювета *5* с исследуемым объектом освещается источником света *1* (*2* — конденсор; *4* — осветит. объектив) через узкую прямоуг. щель *3*, изображение к-рой проецируется в зону наблюдения. В окуляр наблюдат. микроскопа *6* видны



Принципиальные схемы щелевого *(а)* и поточного *(б)* ультрамикроскопов.

светящиеся точки частиц, находящихся в плоскости изображения щели. Выше и ниже освещённой зоны присутствие частиц не обнаруживается.

В поточном У. (рис., *б*), разработанном Б. В. Дерягиным и Г. Я. Власенко в 1940—50-х гг., изучаемые частицы движутся по трубке навстречу глазу наблюдателя. Пересекая зону освещения, они регистрируются как яркие вспышки визуально или с помощью фотометрич. устройства. Регулируя яркость освещения наблюдаемых частиц подвижным *клином фотометрическим* (*7*), можно выделять для регистрации частицы, размер к-рых превышает заданный предел. С помощью совр. поточного У. с лазерным источником света и оптико-электронной системой регистрации частиц определяют концентрацию частиц в аэрозолях в пределах от 1 до 10^9 частиц в 1 $см^3$, а также находят ф-ции распределения частиц по размерам.

У. применяют при исследовании дисперсных систем, для контроля чистоты атм. воздуха, воды, степени загрязнения оптически прозрачных сред посторонними включениями.

Лит.: Воюцкий С. С., Курс коллоидной химии, 2 изд., М., 1975; Коузов П. А., Основы анализа дисперсного состава промышленных пылей и измельченных материалов, 3 изд., Л., 1987; Sountag H., Strenge K., Coagulation kinetics and structure formation, N. Y.— L., 1987. *Л. А. Шиц.*

УЛЬТРАФИОЛЕ́ТОВАЯ АСТРОНО́МИЯ — раздел наблюдательной астрономии, связанный с наблюдением *ультрафиолетового излучения* космич. объектов, к-рое в астрономии условно делится на ближнее (3500—1000 Å) и далёкое (жёсткое, $\lambda < 1000$ Å). В коротковолновой области УФ-диапазон примыкает к мягкому рентг. диапазону (100—300 Å). В УФ-диапазоне расположены резонансные линии всех элементов, а также мн. линии и полосы молекул, включая полосы молекулярного водорода, одной из гл. компонент межзвёздной среды. В УФ-диапазоне велико поглощение космич. пыли. Кроме того, здесь находится и максимум излучения голубых горячих звёзд с *эффективной температурой*, превышающей 10^4 К. В УФ-области расположены линии излучения корон и хромосфер холодных и горячих звёзд. Мн. внегалактич. источники (активные и сейфертовские галактики, квазары) также эффективно излучают в УФ-диапазоне. Таким образом, У. а. может дать и уже дала ценные сведения практически обо всех объектах как в Солнечной системе (планеты и их спутники, кометы, межпланетная среда), так и за её пределами (звёзды, галактики, туманности, межзвёздные газ и пыль).

На высотах 20—70 км земная *атмосфера* содержит небольшую примесь озона (O_3), макс. относит. концентрация к-рого достигает всего $7 \cdot 10^{-6}$. Однако большое сечение поглощения ($3 \cdot 10^{-18}$ $см^2$) в спектральной области 2000—3000 Å приводит к полному поглощению излучения с $\lambda < 3000$ Å. В более коротковолновом диапазоне ($\lambda < 1000$ Å) поглощение определяется диссоциацией молекулярного кислорода и ионизацией атомов кислорода и азота. Для исключения атм. поглощения требуется подъём наблюдат. аппаратуры на высоту 150—200 км. Однако в резонансных линиях кислорода, гелия и водорода атм. поглощение заметно и на больших высотах. Рассеяние солнечного УФ-излучения в резонансных линиях водорода и гелия приводит к появлению фона, следы к-рого прослеживаются на расстояниях вплоть до 120 тыс. км от Земли. Рассеяние на атомах межзвёздной среды, проникающих в Солнечную систему, вызывает появление почти изотропного фона в линиях водорода и гелия, интенсивность которого равна соответственно $500R$ и $10R$ ($1R = 10^6$ фотонов/$см^2$ с 4π).

История У. а. началась в 1947, когда американские астрономы, используя трофейные немецкие ракеты ФАУ-2, получили фотографии солнечного спектра в области 3000—1000 Å с высот порядка 100 км. Затем вплоть до конца 1960-х гг. эти исследования велись с вертикально запускаемых ракет, обеспечивших длительность проведения эксперимента до 10 мин. Начиная с 1968 гл. средством для наблюдений в УФ-области стали специализированные ИСЗ, оснащённые системой астроориентации, обеспечивающей наведение и стабилизацию спутника или УФ-телескопа с очень высокой точностью (вплоть до 0,01″). Среди мн. спутников, запущенных для проведения исследований в УФ-области, следует выделить спутники «Коперник» (США, 1972), IUE (International UV Explorer; США, Великобритания; ESA, 1978), «Астрон» (СССР, 1983) и космич. телескоп им. Э. Хаббла (США, 1990).

Для исследований в УФ-области используют весьма близкую к традиционной (для видимого диапазона) астр. аппаратуру (телескопы, детекторы, спектрометры). Пропускающими материалами для линз, призм и окон детекторов служат кристаллы LiF, MgF_2, CaF, BaF, кристаллич. и плавленый кварц. Коротковолновая граница LiF достигает 1050 Å, MgF_2 — 1150 Å. В более коротковолновой области ($\lambda < 1000$ Å) применяют тонкие плёнки металлов Al, Sn и др. толщиной 0,1—10 мкм. К сожалению, эти плёнки не являются герметичными и потому не пригодны для окон детекторов. В качестве отражательных покрытий для зеркал и *дифракционных решёток* используется Al с защитным слоем из MgF_2 или LiF толщиной 100—500 Å. Такие покрытия обладают коэф. отражения до 70% для длин волн бо́льших 1050 Å. В более коротковолновой области спектра применяют незащищённые покрытия из Au, Pt, Re или Os с коэф. отражения до 25%.

В качестве детекторов используют спец. фотоматериалы с безжелатиновой эмульсией, *фотоэлектронные умножители*, канальные фотоумножители, микроканальные пластины (сборки неск. тыс. канальных фотоумножителей) и телевиз. трубки разл. типов (см. *Приёмные электронно-лучевые трубки*). Для фотоэлектронных детекторов применяют *фотокатоды* из CsI, CsTe, KBr и др. с макс. *квантовым выходом* в УФ-области до 20%. Используются и ПЗС-матрицы (см. *Прибор с зарядовой связью*) в комбинации с микроканальными пластинами или с покрытием люминофором, трансформирующим УФ-излучение в видимое. Дифракц. решётки для этого диапазона отличаются лишь защитным покрытием. Схемы *спектрометров* и *спектрографов* аналогичны лабораторным.

Первый крупный и успешный космич. эксперимент в области У. а. осуществлён 21 августа 1972 на ИСЗ «Коперник». На нём был установлен телескоп кассегреновской

системы (см. *Оптический телескоп*) с диаметром гл. зеркала 80 см и эквивалентным фокусным расстоянием 15,89 м, оснащённый спектрометром с последоват. сканированием участков спектра. Спектральный диапазон охватывал область от 710 до 3275 Å. Спектральное разрешение в этом эксперименте было рекордно высоким ($\approx$0,03 Å). Как правило, регистрировались небольшие ($\approx$10 Å) участки спектров ярких звёзд вплоть до 6—7^m. Осн. научная задача этого эксперимента — изучение хим. состава и физ. условий в межзвёздной среде. Наблюдались плотные и разреженные межзвёздные облака, межоблачная среда, пылевая компонента. Особенно важными были наблюдения молекулярного водорода, к-рый не имеет полос поглощения в видимой области спектра. Исследовался и дейтерий по полосам молекулы HD. Проводились наблюдения хромосфер холодных звёзд.

Вторым выдающимся экспериментом в области У. а. является спутник IUE, запущенный на высокоапогейную орбиту 26 января 1978 и успешно функционирующий св. 17 лет. Спутник IUE работает в режиме непосредств. передачи данных на пункт приёма 24 ч в сутки. Аппаратура спутника состоит из телескопа с бериллиевым гл. зеркалом диаметром 45 см и эквивалентным фокусным расстоянием 6,75 м и эшельного (см. *Эшелле*) спектрометра со скрещённой дисперсией с 2 камерами на область 1150—1950 Å и 1900—3200 Å соответственно. Одновременно производится регистрация всего спектра. Спектральное разрешение спектрометра ок. 0,2 Å при размерах щели 10″ × 20″. Предельная *звёздная величина*, доступная инструменту, составляет 14^m для звёзд *спектрального класса* A0 при экспозиции, равной 8 ч. В качестве детекторов в спектрометре используют *видиконы* с мультищелочным фотокатодом и окном из MgF_2. Зарегистрировано св. 50 тыс. спектров. В их получении и интерпретации участвовали 5 тыс. астрономов мн. стран. Со спутника IUE исследовались планеты Солнечной системы и их спутники, кометы, нормальные и переменные звёзды, межзвёздная среда, ядра планетарных туманностей, горячие белые карлики, хромосферы холодных звёзд, нормальные и активные галактики, квазары. Диапазон яркостей исследованных объектов очень широк: от -4^m до $+20^m$.

На ИСЗ «Астрон», запущенном на высокоапогейную орбиту 23 марта 1983, был установлен УФ-телескоп системы Ричи — Кретьена с диаметром гл. зеркала 80 см и эфф. фокусным расстоянием 8 м. В фокусе УФ-телескопа размещался роуландовский дифракционный спектрометр с последоват. сканированием спектра в области 1500—3400 Å с высоким (0,4 Å) и низким (28 Å) спектральным разрешением. Двухступенчатая система ориентации обеспечивала наведение и стабилизацию телескопа с точностью до 0,25″. Чувствительность телескопа позволяла регистрировать за 3 ч экспозиции спектры звёзд спектрального класса A0 вплоть до 13^m. «Астрон» успешно функционировал на орбите св. 6 лет. За это время получено ок. 400 спектров разл. астр. объектов, в т. ч. Сверхновой 1987 A, кометы Галлея, вспыхивающих и нестационарных звёзд, внегалактич. объектов и др. источников.

Крупнейшим УФ-телескопом является космич. телескоп им. Э. Хаббла (США), запущенный на орбиту 25 апреля 1990. Гл. зеркало телескопа диам. 2,4 м имеет фокусное расстояние 24 м. Телескоп построен по схеме Ричи — Кретьена с эквивалентными фокусными расстояниями 24, 48, 96 и 288 м. В фокальной плоскости телескопа установлены 5 науч. инструментов: широкоугольная (планетная) камера с полем зрения 3 × 3, снабжённая 16 светофильтрами (от УФ- до красной области спектра), 3 поляроидами и 3 дифракц. решётками для получения спектров низкого разрешения; камера для фотографирования слабых объектов, снабжённая коронографом для поиска планетных систем около звёзд; спектрограф высокого разрешения (вплоть до 0,01 Å), построенный по схеме со скрещённой дисперсией, с использованием 7 дифракц. решёток; спектрограф для слабых астр. объектов с 11 входными апертурами и 8 дифракц. решётками с разрешением от 20 до 2 Å (спектрограф предназначен для работы от УФ- до ближней ИК-области спектра); скоростной фотометр для измерения переменности источников с временным разрешением 14 мкс, снабжённый 27 светофильтрами. Точная система ориентации позволяет проводить астрометрические эксперименты. После вывода телескопа на орбиту выяснилось, что качество гл. зеркала из-за сферич. аберрации (см. *Аберрации оптических систем*) в 6 раз хуже предполагаемого по данным наземных испытаний. Это налагало определ. ограничения на все параметры телескопа: пространственное и спектральное разрешение, предельную чувствительность. В декабре 1993 экспедиция на пилотируемом космич. аппарате «Шаттл» установила перед камерами прямого изображения линзовые корректоры, что полностью исправило дефект гл. зеркала. Был также снят скоростной фотометр. При помощи телескопа уже получены весьма интересные данные, гл. обр. в области внегалактич. астрономии. Последующие экспедиции запланированы на март 1997, сер. 1999 и сер. 2002.

В США, России, Японии и Канаде ведутся работы по созданию нового поколения космич. УФ-телескопов. Среди них следует выделить проекты «EUV Explorer» (США) и «Лайман» (США и Канада) для проведения исследований в коротковолновой области УФ-диапазона ($\lambda < 1200$ Å) с использованием оптики нормального и косого падения («EUV Explorer» успешно запущен в конце 1995). В России разрабатывается проект УФ-телескопа с диаметром гл. зеркала 1,7 м и эквивалентным фокусным расстоянием 17 м. В фокальной плоскости предполагается разместить неск. камер для получения прямых изображений в УФ- и видимом диапазонах, а также 4 спектрометра, перекрывающих область от 900 до 8000 Å. Телескоп предполагается вывести на орбиту с периодом 4—7 сут.

Для наблюдений протяжённых источников нет необходимости применять телескопы большого диаметра. К таким наблюдениям относятся планетные исследования, позволившие детально изучить верх. атмосферы Меркурия, Земли, Венеры, Марса, Юпитера, Сатурна, Урана, Нептуна и их спутников. На всех аппаратах, запущенных к этим планетам («Марс», «Венера», «Вега», «Фобос», «Пионер», «Викинг», «Вояджер»), были установлены УФ-спектрометры для регистрации солнечного излучения, рассеянного в атмосферах планет. В УФ-диапазоне хорошо просматривается облачная структура атмосферы Венеры. В линии атомарного водорода L_α ($\lambda = 1216$ Å) обнаружены протяжённые водородные короны атмосфер Земли, Венеры и Марса. В этой же линии на громадные расстояния прослеживаются оболочки, окружающие ядра комет. УФ-наблюдения в линиях L_α и He λ584 Å позволили обнаружить эффект, получивший назв. «межзвёздный ветер». Эффект связан с движением Солнца относительно локальной межзвёздной среды со скоростью ок. 25 км/с. Т. к. время ионизации атомов межзвёздной среды на много порядков меньше времени рекомбинации, то в отличие от стационарной зоны HII, окружающей горячие звёзды, вокруг Солнца образуется вытянутая вдоль движения каплеобразная полость, в к-рой водород полностью ионизован вплоть до расстояний 10 а. е., а гелий — до 0,3 а. е. Анализ распределения интенсивности в линиях водорода и гелия позволил определить параметры локальной *межзвёздной среды* в окрестностях Солнца: плотность и темп-ру водорода и гелия, степень ионизации водорода, направление и величину скорости движения Солнца.

Лит.: Rogerson J. B. [a. o.], Spectrometric results from the Copernicus satellite 1—5, «Astrophys. J.», 1973, v. 181, p. L 97; Exploring the Universe with the IUE satellite, Dordrecht, 1987. *В. Г. Курт.*

УЛЬТРАФИОЛЕ́ТОВАЯ СПЕКТРОСКОПИ́Я (УФ-спектроскопия) — раздел оптич. спектроскопии, включающий получение, исследование и применение спектров испускания, поглощения и отражения в УФ-области спектра (400—10 нм). Исследованием спектров в области 200—10 нм занимается вакуумная спектроскопия (см. *Ультрафиолетовое излучение*). В области спектра 400—200 нм используют приборы, построенные по тем же оптич. схемам, что и *спектральные приборы* для видимой области; отличие

состоит лишь в замене стеклянных призм, линз и др. оптич. деталей, поглощающих УФ-излучение, на кварцевые. При измерении интенсивности УФ-излучения в качестве эталонных применяют источники, имеющие в УФ-области спектра известное распределение спектральной яркости (ленточная вольфрамовая лампа, угольная дуга, а также *синхротронное излучение*); стандартные приёмники УФ-области спектра — термопара и градуир. фотоэлементы.

У. с. используется при исследовании спектров атомов, ионов, молекул и твёрдых тел с целью изучения их уровней энергии, вероятностей квантовых переходов и др. характеристик. В УФ-области спектра лежат резонансные линии нейтральных, одно- и двукратно ионизованных атомов, а также спектральные линии, испускаемые возбуждёнными конфигурациями высокоионизованных атомов (*многозарядных ионов*). Электронно-колебательно-вращательные полосы молекул в осн. также располагаются в ближней УФ-области спектра. Здесь же сосредоточены полосы поглощения в спектрах большинства полупроводников, возникающие при прямых переходах из валентной зоны в зону проводимости. Многие хим. соединения дают сильные полосы поглощения в УФ-области, что создаёт преимущества использования У. с. в *спектральном анализе*. У. с. имеет большое значение для внеатм. астрофизики при изучении Солнца, звёзд, туманностей и др. (см. *Ультрафиолетовая астрономия*).

Лит. см. при ст. *Ультрафиолетовое излучение.* *А. Н. Рябцев.*

УЛЬТРАФИОЛЕ́ТОВОЕ ИЗЛУЧЕ́НИЕ (от лат. ultra — сверх, за пределами и фиолетовый) (ультрафиолетовые лучи, УФ-излучение) — не видимое глазом эл.-магн. излучение, занимающее спектральную область между видимым и рентг. излучениями в пределах длин волн λ от 400 до 10 нм. Область У. и. условно делится на ближнюю (400—200 нм) и далёкую, или вакуумную (200—10 нм), области; последнее название связано с тем, что У. и. этого диапазона сильно поглощается воздухом и его исследование возможно только в вакууме.

Ближнее У. и. открыто И. В. Риттером (J. W. Ritter) и независимо У. Волластоном (W. Wollaston) в 1801, вакуумное У. и. с λ до 130 нм — В. Шуманом (V. Schumann) в 1885—1903, а с λ до 25 нм — Т. Лайманом (T. Lyman) в 1924. Промежуток между вакуумным У. и. и *рентгеновским излучением* изучен к 1927.

Спектр У. и. может быть линейчатым (спектры изолир. атомов, ионов, лёгких молекул, напр. H_2), непрерывным (спектры тормозного и рекомбинационного излучений) или состоять из полос (молекулярные спектры).

Оптические свойства У. и. При взаимодействии У. и. с веществом могут происходить ионизация его атомов и фотоэффект. Оптич. свойства веществ в УФ-области спектра значительно отличаются от их оптич. свойств в видимой и ИК-областях. Характерной чертой для УФ-излучения является уменьшение прозрачности (увеличение коэф. поглощения) большинства тел, прозрачных в видимой области. Напр., обычное стекло непрозрачно для У. и. с $\lambda = 320$ нм; в более коротковолновой области прозрачны лишь увиолевое стекло, сапфир, фтористый магний, кварц, флюорит, фтористый литий (имеет наиб. далёкую границу прозрачности — до $\lambda = 105$ нм) и нек-рые др. материалы. Из газообразных веществ наиб. прозрачность имеют инертные газы, граница прозрачности к-рых определяется величиной их ионизац. потенциала (самую коротковолновую границу прозрачности имеет He — $\lambda = 50{,}4$ нм). Воздух непрозрачен практически при $\lambda < 185$ нм из-за поглощения У. и. кислородом.

Коэф. отражения всех материалов (в т. ч. металлов) в УФ-области убывает с уменьшением λ. Напр., коэф. отражения свеженапылённого Al, одного из лучших материалов для отражающих покрытий в видимом диапазоне, резко уменьшается при $\lambda < 90$ нм и значительно уменьшается также вследствие окисления поверхности (для защиты поверхности алюминия от окисления применяют покрытия из фтористого лития или фтористого магния). В области длин волн $\lambda < 80$ нм нек-рые материалы имеют коэф. отражения 10—30% (золото, платина, радий, вольфрам и др.), однако при $\lambda < 40$ нм и их коэф. отражения снижается до 1% и ниже.

В оптике У. и. применяют мн. элементы *рентгеновской оптики* (многослойные покрытия и т. д.).

Источники У. и. Излучение накалённых до темп-р ~ 3000 К твёрдых тел содержит заметную долю У. и. непрерывного спектра, интенсивность к-рого растёт с увеличением темп-ры. Более мощный источник У. и. — газоразрядная и высокотемпературная *плазма*. Для разл. применений У. и. используют ртутные, ксеноновые и др. газоразрядные лампы, окна к-рых (либо целиком колбы) изготовляют из прозрачных для У. и. материалов (чаще из кварца). Интенсивное У. и. непрерывного спектра испускают электроны в ускорителе (см. *Синхротронное излучение*). Для УФ-области существуют лазеры (наим. длину волны испускает лазер на переходах в никелеподобном ионе W^{+46}, $\lambda = 4{,}318$ нм).

Естеств. источники У. и. — Солнце, звёзды, туманности и др. космич. объекты. Однако лишь длинноволновая часть их излучения ($\lambda > 290$ нм) достигает земной поверхности. Более коротковолновое излучение поглощается озоном, кислородом и др. компонентами атмосферы на высоте 30—200 км, что играет большую роль в атм. процессах. У. и. звёзд и др. космич. тел, кроме того, в интервале $\lambda = 91{,}2$—20 нм практически полностью поглощается межзвёздным водородом (см. *Ультрафиолетовая астрономия*).

Приёмники У. и. Для регистрации У. и. при $\lambda > 230$ нм используют обычные фотоматериалы, в более коротковолновой области к нему чувствительны спец. маложелатиновые фотослои. Применяются фотоэлектрич. приёмники, использующие способность У. и. вызывать ионизацию и фотоэффект: фотодиоды, фотоумножители и т. д. Разработан также особый вид фотоумножителей — каналовые электронные фотоумножители, позволяющие создавать микроканаловые пластины. В таких пластинах каждая ячейка является каналовым электронным умножителем размером до 10 мкм. Микроканаловые пластины позволяют получать фотоэлектрич. изображения в У. и. и объединяют преимущества фотогр. и фотоэлектрич. методов регистрации излучения. При исследовании У. и. также используют разл. люминесцирующие вещества, преобразующие У. и. в видимое. На их основе созданы приборы для визуализации изображения в У. и.

Применение У. и. Изучение спектров испускания, поглощения и отражения в УФ-области позволяет определять электронную структуру атомов, молекул, ионов, твёрдых тел. УФ-спектры Солнца, звёзд, туманностей несут информацию о физ. процессах, происходящих в горячих областях этих космич. объектов. На фотоэффекте, вызываемом У. и., основана *фотоэлектронная спектроскопия*. У. и. может нарушать хим. связи в молекулах, в результате чего могут возникать разл. фотохим. реакции (окисление, восстановление, полимеризация и т. д.), что послужило основой для фотохимии. Люминесценция под действием У. и. используется для создания люминесцентных ламп, светящихся красок, в люминесцентном анализе, дефектоскопии. У. и. применяется в криминалистике и искусствоведении. Способность разл. веществ к избират. поглощению У. и. используется для обнаружения вредных примесей в атмосфере и в УФ-микроскопии.

Биологическое действие ультрафиолетового излучения. У. и. поглощается верх. слоями тканей растений, кожи человека или животных. При этом происходит хим. изменение молекул биополимеров. Малые дозы оказывают благотворное действие на организмы — способствуют образованию витаминов группы D, улучшают иммунобиол. свойства. Большие дозы могут вызывать повреждение глаз и ожоги кожи.

Лит.: Мейер А., Зейтц Э., Ультрафиолетовое излучение, пер. с нем., М., 1952; Samson J. A. R., Techniques of vacuum ultraviolet spectroscopy, N. Y., 1967; Зайдель А. Н., Шрейдер Е. Я., Вакуумная спектроскопия и ее применение, М., 1976. *А. Н. Рябцев.*

УЛЬТРАФИОЛЕ́ТОВЫЕ РАСХОДИ́МОСТИ в квантовой теории поля (КТП) — расходимости интегралов

по 4-импульсам *виртуальных частиц* в области больших импульсов (УФ-области) при вычислениях в релятивистской КТП. Термин, как правило, ассоциируется с расходимостями *Фейнмана диаграмм*, возникающими в *перенормированной теории возмущений*. Однако он имеет более широкое значение, поскольку У. р. оказываются непременным атрибутом всех (в т. ч. не связанных с теорией возмущений) вычислений в КТП. Общий характер природы У. р. обусловлен сингулярным характером перестановочных и причинных *Грина функций*, т. е. в конечном счёте локальностью взаимодействия.

Проблема У. р. аналогична известной проблеме классич. электродинамики, в к-рой полевая часть массы электрона оказывается бесконечной в силу его точечности. Подобно этому, в КТП все У. р. в конечном счёте оказываются связанными с полевыми поправками к массам и зарядам частиц.

Простейший пример У. р. даёт интеграл

$$I(p)\sim\frac{i}{\pi^2}\int\frac{d^4k}{(m^2-k^2)\,[m^2-(k-p)^2]},$$

к-рый, по правилам Фейнмана, соответствует скалярной петле, изображённой на рис. 1, и логарифмически расходится в УФ-области при $|k|\to\infty$ (где k — 4-импульс виртуальной *скалярной частицы*). Расходимость этого интеграла непосредственно связана с тем, что формально он равен фурье-образу квадрата причинной ф-ции Грина $D^c(x)$ скалярного поля

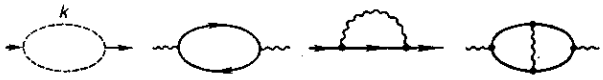


Рис. 1. Рис. 2. Рис. 3. Рис. 4.

$$I(p)\sim 16\pi^2 i\int\exp(-ipx)\left[D^c(x)\right]^2dx.$$

Поскольку последняя является *обобщённой функцией* с особенностями на световом конусе

$$D^c(x)\;\Big|_{x^2\sim 0}=\frac{1}{4\pi^2 ix^2}+\frac{1}{4\pi}\delta x^2+O(m^2\ln x^2),$$

то символ $\left[D^c(x)\right]^2$, стоящий под знаком интеграла, не имеет ясного матем. смысла и нуждается в доопределении. Аналог операции доопределения в импульсном представлении обычно формулируется в виде операции вычитания (см. *Перенормировки*).

В более общем случае, по правилам Фейнмана, виртуальным линиям диаграмм в подынтегральных выражениях отвечают множители (пропагаторы) вида $P(k)/(m^2-k^2)$, где $P(k)$ — полином по компонентам k, степень к-рого, как правило, равна удвоенному спину квантов соответствующего поля. Кроме того, вершинам диаграмм могут соответствовать положит. степени компонент «втекающих» в эту вершину импульсов в тех случаях, когда лагранжиан взаимодействия содержит производные от полевых функций (подобная ситуация имеет место в *квантовой хромодинамике*). Поэтому характер расходимости интегралов в общем случае оказывается степенным. Важный пример такого рода даёт однопетлевая диаграмма поляризации вакуума в *квантовой электродинамике* (КЭД), изображённая на рис. 2. В координатном представлении ей соответствует выражение

$$e^2\,\mathrm{Sp}\,\{\gamma_\mu S^c(x-y)\gamma_\nu S^c(y-x)\},$$

где $S^c(x)$ — пропагатор *Дирака поля*, а в импульсном представлении — интеграл

$$\alpha\Pi^{(1)}_{\mu\nu}(k)=\frac{\alpha}{4\pi^3 i}\int d^4q\,\frac{\mathrm{Sp}\{\gamma_\mu(m+\hat q)\gamma_\nu(m+\hat q-\hat p)\}}{(m^2-q^2)\left[m^2-(q-p)^2\right]},$$

к-рый в области больших значений q расходится квадратично. Аналогичная ситуация имеет место для однопетлевой диаграммы собственной энергии электрона, изображённой на рис. 3. В импульсном представлении ей соответствует интеграл, к-рый по формальному счёту степеней расходится линейно, а в действительности — логарифмически. Эта У. р. является прямым аналогом упомянутой выше линейной расходимости полевой массы классич. электрона.

Чрезвычайно важной характеристикой данной модели КТП является характер изменения (или неизменность) степени расходимости с ростом порядка теории возмущений для данного матричного элемента, что соответствует увеличению числа внутр. линий и петель при неизменности числа и типа внеш. линий. Если, напр., усложнить диаграмму рис. 2 за счёт введения дополнит. внутр. фотонной линии, то полученная двухпетлевая диаграмма, изображённая на рис. 4, будет отвечать двойному 4-импульсному (т. е. 8-кратному) интегралу $\alpha^2\Pi^{(2)}$, суммарная степень У. р. к-рого, подобно $\Pi^{(1)}$, также равна двум. В общем случае можно показать, что *поляризационный оператор* КЭД $\Pi_{\mu\nu}(k,\alpha)$, представимый в виде вкладов сильносвязных диаграмм с двумя фотонными внеш. линиями, т. е. в виде степенного разложения

$$\Pi_{\mu\nu}(k,\alpha)=\alpha\Pi^{(1)}_{\mu\nu}(k)+\alpha^2\Pi^{(2)}_{\mu\nu}+O(\alpha^3)$$

в каждом порядке по α расходится в точности квадратично.

Подобная ситуация имеет место и для др. величин в КЭД. При этом степень расходимости, не зависящая от числа петель диаграммы, определяется лишь числом и типом внеш. линий. Свойство независимости степени расходимости от порядка теории возмущений имеет решающее значение для устранения У. р. с помощью операции перенормировок.

Несколько упрощая, можно сказать, что в данном случае это свойство определяется безразмерностью параметра разложения, т. е. константы связи e (в системе единиц, где $\hbar=c=1$). В подобных моделях КТП с безразмерными константами связи (напр., в квантовой хромодинамике) имеется ещё одно важное свойство: число типов расходящихся диаграмм оказывается конечным и небольшим. Так, в КЭД расходятся лишь диаграммы 3 типов, изображённые на рис. 5. Других расходящихся сильносвязных диаграмм в КЭД нет. Такие модели в КТП наз. ренормируемыми (перенормируемыми).

Рис. 5.



В противоположность этому модели, в к-рых константа (или хотя бы одна из констант) связи имеет отрицат. массовую размерность (напр., 4-фермионное взаимодействие фермиевского типа $L_{int}=G_F\bar\Psi_1 O\Psi_2\bar\Psi_3 O\Psi_4$, где $[G_F]=m^{-2}$), не обладают подобными простыми свойствами: степени расходимости диаграмм возрастают с ростом числа петель l, а число типов расходящихся диаграмм оказывается бесконечным. Такие модели наз. неперенормируемыми.

Лит.: Боголюбов Н. Н., Ширков Д. В., Квантовые поля, 2 изд., М., 1993, гл. 6.

Д. В. Ширков.

УЛЬТРАХОЛО́ДНЫЕ НЕЙТРО́НЫ — медленные нейтроны со скоростями $\lesssim 5$ м/с, с кинетич. энергией $\mathscr{E}\leqslant 10^{-7}$ эВ (см. *Нейтронная физика*). Характерной особенностью У. н. является их способность к полному отражению от поверхности мн. материалов при любых углах падения (см. *Нейтронная оптика*). Полное отражение У. н. от стенок позволяет хранить их в течение неск. минут внутри замкнутых вакуумированных камер в виде своеобразного нейтронного газа. Термин «У. н.» объясняется тем, что примерно такой же энергией обладают молекулы газа при темп-ре $T\sim 10^{-3}$ К.

Эффективный потенциал. Все специфич. свойства У. н. могут быть объяснены с помощью т. н. эффективного (или оптич.) потенциала $U_{эфф}$. Этот потенциал можно трактовать как среднее по всему занимаемому средой объёму

значение реального потенциала нейтрон-ядерного взаимодействия (рис. 1). В физике медленных нейтронов в качестве потенциала нейтрон-ядерного взаимодействия используется точечный квазипотенциал Ферми:

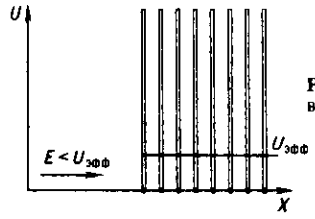


Рис. 1. Эффективный потенциал взаимодействия ультрахолодных нейтронов со средой.

$$V(r)=(h^2/2\pi m)b\delta(r-r_0),$$

где m — масса нейтрона, $\delta(r-r_0)$ — *дельта-функция*; r_0 — радиус-вектор ядра, а множитель b, называемый когерентной длиной рассеяния на связанном ядре, определяется экспериментально из сечения рассеяния σ_p медленных нейтронов на данных ядрах согласно соотношению

$$\sigma_p=4\pi b^2.$$

Для среды с плотностью ядер N усреднение квазипотенциала Ферми по объёму даёт простое выражение для эфф. потенциала:

$$U_{эфф}=(h^2/2\pi m)bN.$$

Основанием для введения такого усреднённого потенциала можно считать тот факт, что нейтроны с длиной *волны де Бройля* λ, превышающей межатомные расстояния, взаимодействуют сразу с большим кол-вом ядер и не ощущают дискретности среды.

Для большинства ядер $b>0$ и соответственно положителен их эфф. потенциал $U_{эфф}$. Чтобы проникнуть из вакуума внутрь среды, нейтроны должны преодолеть отталкивающее действие этого потенциала. Если энергия нейтронов $\mathscr{E}=mv^2/2<\mathscr{E}_{гр}=mv_{гр}^2/2=U_{эфф}$, то они не могут пройти из вакуума в среду и полностью отражаются при любых углах падения ($\mathscr{E}_{гр}$ и $v_{гр}$ — т. н. граничные энергия и скорость У. н. для данного материала). Эфф. потенциал $U_{эфф}$ обусловлен чисто ядерными силами и связан с *сильным взаимодействием*, обычно характеризующимся энергиями в десятки МэВ. Однако из-за короткодействия ядерных сил и малого объёма, занимаемого ядрами в обычном веществе, величина $U_{эфф}$, играющая роль *работы выхода* при переходе нейтрона из вакуума внутрь среды, оказывается крайне малой ($\sim 10^{-7}$ эВ). В табл. приведены значения эфф. потенциалов для ряда материалов. Небольшое кол-во веществ имеет отрицат. эфф. потенциал. При падении из вакуума У. н. частично отражаются от притягивающего потенциала этих веществ и частично проникают внутрь материала, где двигаются с большей скоростью:

$$v_{ср}=v\left(1-U_{эфф}/\mathscr{E}\right)^{1/2}$$

(v и $v_{ср}$ — скорости нейтрона в вакууме и среде).

Эфф. потенциал связан с показателем преломления n нейтронной волны в веществе соотношением

$$n^2=v_{ср}^2/v^2=(\mathscr{E}-U_{эфф})/\mathscr{E}=1-\lambda^2bN/\pi.$$

Оба способа описания взаимодействия нейтронов со средой — через эфф. потенциал или с помощью показателя преломления нейтронной волны — эквивалентны. Так, полное отражение У. н. при $\mathscr{E}<U_{эфф}$ аналогично отражению света от металлич. зеркала (показатель преломления мнимый). Практически, однако, поведение У. н. удобнее рассматривать, решая *Шрёдингера уравнение* с потенциалом $U_{эфф}(r)$, учитывая также часто существенные для столь медленных нейтронов потенциалы гравитационного $U_g=mgz$ (z — высота) и магнитного $U_{маг}=\mu B(r)$ (μ — магн. момент нейтрона, B — магн. индукция) полей. В частности, У. н. в гравитац. поле не могут преодолеть перепад высот >2 м.

Конечная величина $U_{эфф}$ приводит к тому, что отражение У. н. сопровождается их частичным проникновением в среду на глубину

$$\varkappa=h/(2mU_{эфф})^{1/2}\approx 100\ Å.$$

Находясь внутри материала, У. н. могут либо быть захвачены ядрами, либо приобрести дополнит. энергию порядка $kT>>U_{эфф}$ за счёт процессов *неупругого рассеяния нейтронов* на фононах. Возникающие при этих процессах потери нейтронов описываются добавлением к эфф. потенциалу малой мнимой части, к-рую принято выражать безразмерным параметром (см. табл.)

$$\eta=-\mathrm{Im}\,U_{эфф}/\mathrm{Re}\,U_{эфф}=-\mathrm{Im}\,b/\mathrm{Re}\,b.$$

Эффективные потенциалы, граничные скорости и де-бройлевские длины волн $[\lambda_д=h/(mv_{гр})]$ для некоторых материалов

Материал	$U_{эфф}$, нэВ	$v_{гр}$, м/с	$\lambda_д$, Å	$\eta=\frac{-\mathrm{Im}\,U_{эфф}}{\mathrm{Re}\,U_{эфф}}$
^{58}Ni	380	8,52	464	0,9
	306	7,65	517	1,1
Ni	282	7,35	539	1,3
	208	6,31	627	1,8
Fe	341	8,07	490	0,5
	80	3,91	1011	2,2
Be	249	6,91	573	0,05
Графит	196	6,12	646	0,06
Cu	168	5,66	699	1,44
D_2O	166	5,63	703	—
Al_2O_3	147	5,31	746	0,06
Тефлон	125	4,89	809	—
CO_2	101	4,39	901	—
Стекло борное	95	4,26	928	16,0
Стекло безборное	90	4,15	953	0,05
Pb	91	4,17	948	0,06
Mg	58,4	3,34	1184	0,11
Al	54,1	3,21	1232	0,22
Si	54	3,21	1231	0,18
Полиэтилен	−8,7	1,29	3063	—
Wa	−8,8	1,30	3047	1,70
H_2O	−14,8	1,68	2353	—
Ti	−48,7	3,05	1296	5,8

В силу *оптической теоремы* мнимая часть длины рассеяния

$$\mathrm{Im}\,b=(-m/2h)\sigma_{полн}v,$$

где $\sigma_{полн}$ — полное сечение взаимодействия нейтронов с материалом. При малых скоростях нейтронов доминирующими процессами являются захват и неупругое рассеяние нейтронов, сечения к-рых следуют т. н. закону $1/v$. Поэтому параметр η не зависит от скорости У. н. и для большинства материалов равен 10^{-4}—10^{-5}. Вероятность поглощения или нагрева У. н. при однократном отражении от поверхности материала $\approx\eta v/v_{гр}$, т. е. до своего исчезновения У. н. могут испытать более 10^5 столкновений со стенкой (границей).

Получение У. н. осуществляют путём выделения медленной компоненты максвелловского спектра тепловых нейтронов, выходящих из замедлителя *ядерного реактора*. В таком спектре поток У. н. с энергией $0<\mathscr{E}<\mathscr{E}_{гр}$ составляет

$$\Phi_{ун}=\frac{\Phi}{4(kT)^2}\int_0^{\mathscr{E}_{гр}}\exp(-\mathscr{E}/kT)\mathscr{E}\,d\mathscr{E}=\frac{\Phi}{8}(\mathscr{E}_{гр}/kT)^2.$$

Здесь Φ — полный поток нейтронов из замедлителя, T — установившаяся в замедлителе темп-ра нейтронного газа. При $T=300$ К и $\mathscr{E}_{гр}=1{,}7\cdot10^{-7}$ эВ (для меди) $\Phi_{ун}=0{,}6\cdot10^{-11}\,\Phi$, т. е. У. н. составляют крайне малую часть полного потока нейтронов из реактора. Впервые У. н. были выделены Ф. Л. Шапиро в 1968 т. н. методом времени пролёта на *импульсном реакторе*.

При полном потоке нейтронов $\Phi = 10^{14}$ нейтрон/см$^2 \cdot$с, характерном для обычного исследовательского ядерного реактора, поток У. н. составит 600 нейтрон/см$^2 \cdot$с, а их плотность в установленной рядом с замедлителем ловушке $\rho = 16\Phi_{ун}/3v = 0{,}54$ нейтрон/см^3. В медной ловушке объёмом $\sim$1 л может быть накоплено ок. 500 нейтронов, после чего ловушку можно вынуть из реактора и зарегистрировать накопленные нейтроны в низкофоновом помещении. Такой способ получения У. н. носит демонстрац. характер и при своей реализации наталкивается на техн. трудности, связанные с созданием механич. затворов и высокой активацией ловушки вблизи активной зоны реактора.

Более простой способ извлечения У. н. из реактора — их вывод от замедлителя за биол. защиту реактора по изогнутому вакуумированному *нейтроноводу* (рис. 2). В нач. части нейтроновода устанавливается дополнит. замедлитель-конвертор У. н., назначение к-рого состоит в регенерации У. н. из тепловых нейтронов, облучающих конвертор, по-

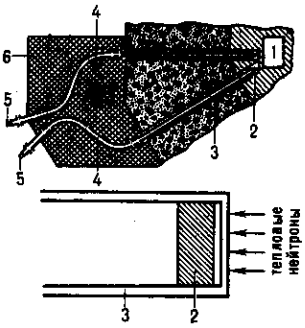


Рис. 2. Получение ультрахолодных нейтронов (горизонтальные каналы): 1 — активная зона реактора; 2 — конвертор внутри нейтроновода 3; 4 — изогнутые участки нейтроновода; 5 — детектор нейтронов; 6 — защита. Внизу показано расположение конвертора в нейтроноводе.

скольку непосредственно из внеш. осн. замедлителя внутрь герметичного нейтроновода У. н. пройти не могут. Для регенерации У. н. необходим конвертор из материала с $b_{гр} \leqslant 0$ и толщиной порядка длины свободного пробега У. н. в материале конвертора:

$$l = 1/N\sigma_{полн},$$

где N — плотность ядер в конверторе. Для водородосодержащих веществ $l \leqslant 1$ мм. Поэтому конвертор представляет собой пластину толщиной $\sim$1 мм. Небольшие размеры конвертора позволяют охлаждать его до азотной (77 К) или даже гелиевой (4,2 К) темп-ры, тем самым увеличивая выход У. н. в десятки раз. Выбор материала для конвертора представляет особую задачу, поскольку этот материал должен удовлетворять ряду требований: иметь малый эфф. потенциал, низкое сечение захвата нейтронов, высокую *радиационную стойкость материалов*. Хорошими материалами для конверторов являются гидрид Zr, тяжёлый лёд, а также жидкие водород и дейтерий.

Изогнутая форма нейтроновода, изготовляемого из электрополированных медных или нержавеющих стальных труб диам. $\sim$100 мм, позволяет отфильтровывать У. н. от высокого фона быстрых и тепловых нейтронов реактора. Необходимый вакуум в нейтроноводе составляет 10^{-4} мм рт. ст. Можно получить нейтроновод с пропусканием нейтронов 10—30% при полной длине $\sim$10 м. Хорошо полированные нейтроноводы с высокой зеркальностью (0,99) необходимы для вертикальных или наклонных каналов У. н., в к-рых используется частичное замедление нейтронов гравитац. полем или замедление очень холодных нейтронов (со скоростями 50—100 м/с) спец. механич. системами (турбинами).

Время хранения У. н. в замкнутых сосудах ограничено временем жизни свободного нейтрона до β-распада ($T_\beta = 887$ с; см. *Бета-распад нейтрона*), а также процессами *радиационного захвата* и неупругого рассеяния нейтронов при отражении от стенок сосуда. Практически в сосуде объёмом 50 л можно накопить 10^5 нейтронов и получить время хранения $\sim$500—800 с.

У. н. используются для исследования ряда характеристик свободного нейтрона: времени жизни до β-распада, измерения корреляций при распаде нейтрона, поиска электрич. дипольного момента и возможного электрич. заряда *нейтрона*. На рис. 3 приведена схема установки для поиска

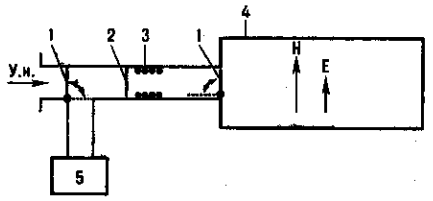


Рис. 3. Схема эксперимента по поиску электрического дипольного момента нейтрона: 1 — клапаны впуска и выпуска нейтронов; 2 — поляризатор; 3 — контур спинового ротатора; 4 — камера хранения; 5 — детектор.

электрич. дипольного момента нейтрона. У. н. последовательно проходят через поляризатор (см. *Поляризованные нейтроны*), радиочастотный спиновый ротатор, поворачивающий спины нейтронов на 90°, и попадают в камеру хранения, где прецессируют с ларморовской частотой $\omega_L = \mu H/h$ в приложенном магн. поле H (μ — магн. момент нейтрона). Параллельно магн. полю накладывается и электрич. поле E. При наличии у нейтрона электрич. дипольного момента d_e частота прецессии должна измениться на величину $\omega_d = \pm d_e E/\hbar$ в зависимости от знака приложенного электрич. поля. За время T хранения нейтронов в камере дополнит. фазовый сдвиг угла прецессии составит $\delta\varphi = \omega_d T$. Выходя из камеры, нейтроны снова проходят через спиновый ротатор и поляризатор, после чего регистрируются детектором. Кол-во зарегистрированных нейтронов зависит от величины фазового сдвига $\delta\varphi$ и будет максимальным при совпадении частоты спинового ротатора с частотой прецессии нейтронов в камере. Точность определения частоты прецессии обратно пропорциональна времени пребывания нейтронов в камере, к-рое для У. н. может достигать времени жизни нейтрона до бета-распада. Полученный с помощью У. н. верх. предел возможного дипольного момента нейтрона составляет $d_e \leqslant 10^{-25}$ $e \cdot$см (e — заряд электрона).

Др. областями применения У. н. являются изучение свойств поверхностей разл. материалов, а также создание нейтронного микроскопа (см. *Нейтронная оптика*).

Лит.: Шапиро Ф. Л., Собрание трудов, [кн. 2]. Нейтронные исследования, М., 1976; Игнатович В. К., Физика ультрахолодных нейтронов, М., 1986.

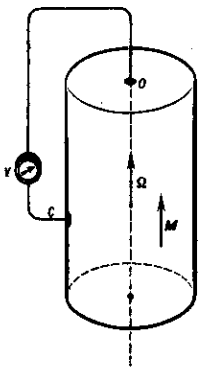
В. И. Лущиков.

УМОВА ВЕ́КТОР — вектор плотности потока энергии физ. поля; численно равен энергии, переносимой в единицу времени через единичную площадку, перпендикулярную направлению распространения энергии в данной точке. Назван по имени Н. А. Умова, к-рый впервые (1874) ввёл понятие о потоке энергии в сплошной среде. Вектор плотности потока энергии эл.-магн. поля наз. *Пойнтинга вектором*.

УНИПОЛЯ́РНАЯ ИНДУ́КЦИЯ — частный случай *электромагнитной индукции*; возникает при вращении проводящих тел, обладающих собств. намагниченностью либо помещённых во внеш. магн. поле. Традиц. схема опыта, иллюстрирующая У. и., приведена на рис. К вращающемуся с пост. угл. скоростью $\boldsymbol{\Omega}$ однородно намагниченному проводящему цилиндру при помощи двух скользящих контактов (O — на оси и C — на образующей цилиндра) и неподвижных проводов подсоединён вольтметр (V), измеряющий наводимую в замкнутой цепи эдс. Если вольтметр идеальный, т. е. имеет бесконечное внутр. сопротивление, ток в цепи отсутствует и *Лоренца сила*, действующая на подвижные носители заряда в цилиндре, равна нулю:

$$e\boldsymbol{E}(\boldsymbol{r}) + \frac{e}{c}[\boldsymbol{v}(\boldsymbol{r})\boldsymbol{B}] = 0, \qquad (*)$$

где $\boldsymbol{r}$ — расстояние от оси вращения до точки наблюдения (вектор $\boldsymbol{r}$ направлен от оси); $\boldsymbol{v}(\boldsymbol{r}) = [\boldsymbol{\Omega r}]$ — скорость точки наблюдения; $\boldsymbol{B}$ — вектор магн. индукции, к-рый в нереля-



тивистском приближении ($v \ll c$) для пост. намагниченности $\boldsymbol{M}$ можно считать постоянным ($\boldsymbol{B}=4\pi\boldsymbol{M}$ при $r<R$, R — радиус цилиндра); $\boldsymbol{E}$ — напряжённость электрич. поля, индуцируемого во вращающемся магнетике. Из (*) следует, что $\boldsymbol{E}=-(1/c)\Omega B r$. Вольтметр регистрирует разность потенциалов между поверхностью и осью цилиндра $\Delta\varphi=(1/2c)\Omega BR^2$, совпадающую в таком бестоковом режиме с эдс У. и. При подключении конечного сопротивления (нагрузки) под действием этой эдс возникнет ток индукции, величина к-рого зависит от распределения его объёмной плотности по телу цилиндра и от качества скользящих контактов.

К эффектам У. и. относят также возникновение радиальной электрич. поляризации $\boldsymbol{P}^e$ внутри вращающегося магнетика, характеризуемого аксиальной намагниченностью $\boldsymbol{M}$. При этом суммарный электрич. заряд остаётся равным нулю, но его плотность перераспределяется: внутри цилиндра индуцируется заряд с объёмной плотностью

$$\rho^e=-\operatorname{div}\boldsymbol{P}^e=-\operatorname{div}\{[\boldsymbol{v}\boldsymbol{M}]/c\}=-(2/c)\Omega M,$$

а на боковой поверхности появляется индуцированный поверхностный заряд с плотностью $\rho_n^e=-(1/2)\rho^e R$. Разделение зарядов в движущемся магнетике можно трактовать как релятивистское преобразование электрич. и магн. дипольных моментов.

Впервые явления, связанные с У. и., наблюдал в 1824 Д. Араго (D. Arago) — вращение медной пластины под картушкой компаса приводило в движение его стрелку. Эффект Араго применяется, напр., для торможения диска в бытовых счётчиках электроэнергии. Первую униполярную машину (т. е. электрич. машину, основанную на явлении У. и.) изготовил в 1832 М. Фарадей (M. Faraday); она отличалась от приведённой на рис. тем, что якорем служил диск, вращающийся во внеш. магн. поле подковообразного магнита. Машина Фарадея явилась первым генератором, преобразующим механич. энергию в электрическую. Униполярные машины применяются для получения больших пост. токов при низких напряжениях. Типичные параметры униполярных машин, используемых для питания электролизёров (см. *Электролиз*): сила тока 125 кА, напряжение 12 В. Самая мощная униполярная машина (1989, Австралия) работает в кратковременном режиме и даёт ток 1500 кА при напряжении 800 В.

Термин «У. и.» не является удачным, т. к. униполярные машины как минимум биполярны. Тем не менее он весьма распространён. Довольно часто У. и. называют любые проявления эл.-магн. индукции в произвольно движущихся намагниченных телах (твёрдых, жидких, газообразных). В таком расширенном понимании У. и. лежит в основе механизма возникновения эдс в магнитогидродинамич. генераторах, позволяет объяснить формирование магн. полей и динамику магнитосфер звёзд (в частности, *пульсаров*) и планет.

Лит.: Тамм И. Е., Основы теории электричества, 10 изд., М., 1989; Костенко М. П., Пиотровский Л. М., Электрические машины, 3 изд., ч. 1, Л., 1972; Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Электродинамика сплошных сред, 2 изд., М., 1982; Пановский В., Филипс М., Классическая электродинамика, пер. с англ., М., 1963.

Г. В. Пермитин, Ю. В. Чугунов.

УНИТА́РНАЯ СИММЕ́ТРИЯ — реализуется как инвариантность теории поля относительно преобразований, сохраняющих норму нек-рого вектора (в общем случае — многомерного). Таким вектором может быть любой комплексный объект *квантовой теории поля* (комплексное поле, *вектор состояния*, *амплитуда рассеяния* и др.). Широкие и наиб. глубоко разработанные физ. приложения У. с. связаны с простейшими У. с. — *симметрией U (1)*, *симметрией SU (2)* и *симметрией SU (3)*.

УНИТА́РНОСТИ УСЛО́ВИЕ матрицы рассеяния — одно из ограничений, налагаемых на *матрицу рассеяния*, заключающееся в том, что она должна представлять собой *унитарный оператор*. В физ. смысле У. у. есть условие равенства единице суммы вероятностей всех возможных процессов, происходящих в системе. Напр., два сталкивающихся протона могут либо упруго рассеяться друг на друге, либо породить один или неск. π-мезонов или пару протон-антипротон и т. д.; сумма вероятностей всех таких процессов, допустимых законами сохранения энергии, импульса, электрич. и барионного зарядов и т. д., согласно У. у., равна единице. У. у. — одно из основных составляющих элементов теории рассеяния и *дисперсионных соотношений метода*. Частным случаем У. у. является *оптическая теорема*, связывающая мнимую часть амплитуды упругого рассеяния на нулевой угол с полным сечением рассеяния.

А. В. Ефремов.

УНИТА́РНЫЕ ПРЕОБРАЗОВА́НИЯ — линейное преобразование *гильбертова пространства* (или предгильбертова пространства) H в себя, сохраняющее скалярное произведение векторов, то есть *унитарный оператор* пространства H в себя.

Собств. значения У. п. равны по модулю 1; собств. подпространства, отвечающие разл. собств. значениям, ортогональны.

Линейное преобразование U конечномерного гильбертова пространства H является У. п. тогда и только тогда, когда оно удовлетворяет любому из следующих условий:

в любом ортонормированном базисе преобразованию U соответствует унитарная матрица;

U переводит любой ортонормированный базис в ортонормированный;

в H существует ортонормированный базис, состоящий из собственных для U векторов, причём соответствующая U в этом базисе диагональная матрица имеет диагональные элементы, равные по модулю 1.

У. п. данного n-мерного пространства образуют группу относительно умножения преобразований, называемую унитарной группой и обозначаемую $U(n)$.

УНИТА́РНЫЙ ОПЕРА́ТОР — линейный оператор U, отображающий предгильбертово пространство (в частности, *гильбертово пространство*) X в предгильбертово пространство Y и сохраняющий нормы (или длины векторов). Линейный оператор унитарен тогда и только тогда, когда $(x, y)=(Ux, Uy)$ для всех $x, y \in X$. Наиболее важный случай У. о. — отображение гильбертова пространства в себя, то есть *унитарные преобразования*. Характеристическими признаками унитарности линейного оператора U: $H \to H$ являются: 1) $U^+U=UU^+=I$ (I — тождественное преобразование), т. е. $U^{-1}=U^+$, где U^+ — сопряжённый оператор; 2) *спектр оператора* лежит на единичной окружности, и имеет место спектральное разложение

$$U=\int_0^{2\pi} e^{i\varphi}\,dE_\varphi$$

(E_φ — спектральная ф-ция). Совокупность У. о., действующих в H, образует группу. Всякая сильно непрерывная однопараметрич. группа У. о. представляется в виде $U(t)=\exp itA$, где A — самосопряжённый оператор.

Примером У. о. и его обратного в пространстве $L_2(-\infty, \infty)$ являются взаимно обратные *Фурье преобразования*.

В. И. Соболев.

УО́КЕРОВСКИЕ КОЛЕБА́НИЯ (уокеровские моды) — неоднородные типы колебаний намагниченности в малых (по сравнению с длиной эл.-магн. волны) ферро- или ферримагн. образцах, находящихся в пост. магн. поле. Наблюдались, как впоследствии стало ясно, уже в ранних опытах по *ферромагнитному резонансу*, но были отчётливо разрешены впервые в эксперименте Р. Л. Уайта (R. L. White) и И. Солта (I. H. Solt) в 1956; теория У. к. разработана Л. Р. Уокером (L. R. Walker) в 1957. Эта теория построена в магнитостатич. приближении [т. е. пренебрегая членами $(\varepsilon/c)\dot{\boldsymbol{e}}/dt$ и $(1/c)\partial(\hat{\mu}\boldsymbol{h})/\partial t$ в ур-ниях Максвелла, где $\boldsymbol{e}$ и $\boldsymbol{h}$ — переменные электрич. и магн. поля, скаляр ε и тензор

$\hat{\mu}$ — диэлектрич. и магн. проницаемости], без учёта обменного взаимодействия и магн. кристаллографич. анизотропии для намагниченного до насыщения ферромагн. эллипсоида вращения (сфероида) (см. также *Магнитостатические волны*).

Теория У. к. заключается в решении уравнения Уокера для магнитостатич. потенциала ψ ($\boldsymbol{h}=\nabla\psi$) с учётом граничных условий на поверхности образца. Ур-ние имеет вид:

$$\mu\left(\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2}+\frac{\partial^2\psi}{\partial y^2}\right)+\frac{\partial^2\psi}{\partial z^2}=0, \qquad (1)$$

где μ — поперечная (по отношению к оси z) диагональная компонента тензора $\hat{\mu}$, а ось z совпадает с направлением пост. намагниченности. Модификацию теории для наиб. важного случая сферы провели П. Ч. Флетчер (P. C. Fletcher) и Р. О. Белл (R. O. Bell). В этом случае наложение граничных условий на решения ур-ния (1) приводит к трансцендентному ур-нию

$$\xi(P_n^{|m|})'(\xi)/P_n^{|m|}(\xi)+n+1+\mu_a m=0, \qquad (2)$$

где $\xi=\sqrt{\mu/(\mu-1)}$; $P_n^{|m|}(\xi)$ — присоединённые ф-ции Лежандра; μ_a — антисимметричная компонента тензора $\hat{\mu}$; n и m — целые числа: $n=1, 2, 3, \ldots$; $m=0, \pm1, \pm2, \ldots, \pm n$. Величины μ и μ_a являются ф-циями частоты ω, внутр. пост. магн. поля H_0 и пост. намагниченности M_0; т. о., ур-ние (2) представляет собой ур-ние для собств. частот колебаний $\omega(H_0, M_0)$. При данных H_0 и M_0 ур-ние (2) имеет бесконечное дискретное множество корней, характеризуемое индексами n, m и r; целое число r определяет номер корня при данных n и m. Этому множеству соответствует бесконечное множество типов колебаний намагниченности, отличающихся зависимостью перем. намагниченности от координат. Зависимость от азимутального угла φ имеет вид $\exp(im\varphi)$, т. е. У. к. представляют собой волны, бегущие по азимуту; направление их распространения характеризуется знаком m. Радиус сферы в ур-ние (2) не входит, т. е. частоты У. к. не зависят от размера образца. Необходимо лишь, чтобы радиус был достаточно велик, а число n не слишком велико, чтобы можно было пренебречь влиянием обменного взаимодействия. С др. стороны, радиус сферы должен быть достаточно мал для выполнения условия магнитостатич. приближения.

Множество корней ур-ния (2) включает две простые серии: $n=m$ и $n=m+1$. В обоих случаях $m>0$ и $r=0$; последнее означает, что имеется только один тип У. к. с данными n и m. Для серии $n=m$

$$\omega_{m,m,0}=\gamma H_{e0}+\frac{1}{3}\frac{m-1}{2m+1}\omega_M, \qquad (3)$$

где $H_{e0}=H_0+\frac{4\pi}{3}M_0$ — внеш. поле, $\omega_M=\gamma 4\pi M_0$, а $\gamma=g|e|/2m_0c$ — магнитомеханич. отношение (e — заряд электрона, m_0 — его масса покоя, c — скорость света, g — фактор спектроскопич. расщепления); при $g=2$, т. е. в тех случаях, когда можно пренебречь орбитальными магн. моментами магн. атомов или ионов, $\gamma\simeq1,76\cdot10^7 c^{-1}\Im^{-1}$. Для серии $n=m+1$

$$\omega_{m+1,m,0}=\gamma H_{e0}+\frac{1}{3}\frac{m-3}{2m+3}\omega_M. \qquad (4)$$

Для обеих серий (и только для них) прецессия намагниченности является круговой, а разность $\omega-\gamma H_{e0}$ пропорц. M_0 и не зависит от H_{e0}.

Для серии $n=m$ зависимость комплексных амплитуд перем. намагниченности от координат имеет вид

$$m_x=im_y=\rho^{m-1}e^{-i(m-1)\varphi},\ \rho=\sqrt{x^2+y^2}. \qquad (5)$$

При $m=1$ эта зависимость отсутствует, т. е. тип колебаний (1, 1, 0) представляет собой однородную прецессию намагниченности с резонансной частотой $\omega_{1,1,0}=\gamma H_{e0}$, к-рая имеет место при «обычном» (т. е. однородном) ферромагн. резонансе. Для серии $n=m+1$ зависимость намагниченности от координат отличается от ур-ния (5) дополнит. множителем $z=\rho\operatorname{ctg}\theta$.

Простой вид имеет частота ещё одного типа колебаний (2, 0, 1):

$$\omega_{2,0,1}^2=\omega_H(\omega_H+\frac{4}{5}\omega_M), \qquad (6)$$

где $\omega_H=\gamma H_0=\gamma(H_{e0}-\frac{4\pi}{3}M_0)$. Прецессия намагниченности в этом случае, как и для всех типов колебаний, кроме двух упомянутых выше серий, является не круговой, а эллиптической.

Полевые зависимости частот упомянутых и нек-рых др. типов колебаний приведены на рис. 1, а распределения

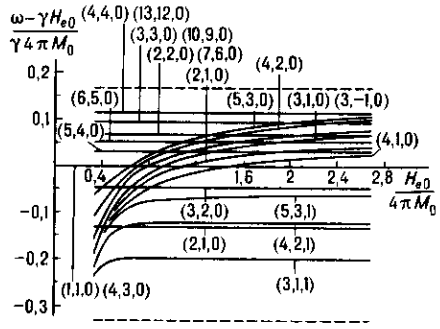


Рис. 1. Зависимости собственных частот уокеровских колебаний сферы от внешнего постоянного магнитного поля. Штриховые линии — границы спектра уокеровских колебаний.

перем. намагниченности показаны на рис. 2. Из рис. 1 видно, что частоты всех типов колебаний лежат в пределах $\omega_H<\omega<\omega_H+\omega_M/2$, так что ширина интервала частот составляет $\gamma 2\pi M_0$. Видно также, что имеют место многочисл. вырождения (совпадения частот разных типов колебаний), как «случайные» пересечения линий $\omega_{n,m,r}(H_{e0})$, так и полное совпадение частот колебаний (m, m, 0) и ($3m+1, 3m$, 0).

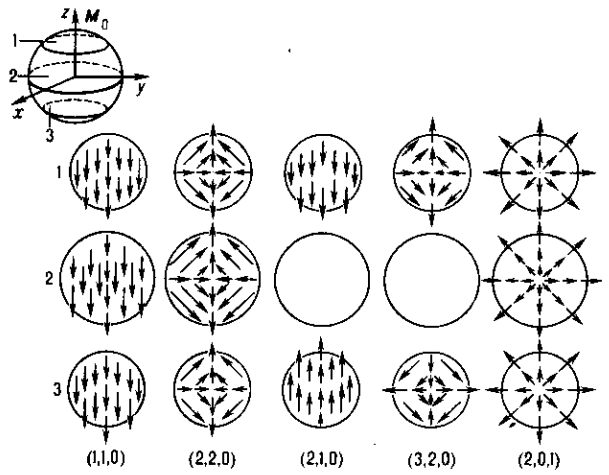


Рис. 2. Распределения переменной намагниченности $M_\sim$ простейших типов уокеровских колебаний сферы. Стрелки — векторы $M_\sim$ в трёх плоскостях $z=\text{const}$ в некоторый момент времени.

В более общем случае эллипсоида вращения (сфероида), согласно теории Уокера, также имеются серии (m, m, 0) и ($m+1$, m, 0), обладающие упомянутыми выше свойствами. Тип колебаний (1, 1, 0) по-прежнему представляет собой однородную прецессию намагниченности. Частоты колебаний в случае сфероида зависят от отношения его

осей (рис. 3). Магнитостатич. колебания имеют место и в образцах др. формы, однако аналитич. решение задач об определении их собств. частот возможно лишь в огранич. числе случаев. К ним принадлежит, в частности, круговой цилиндр, находящийся между двумя бесконечными металлич. плоскостями. Частоты зависят от отношения его размеров и по-прежнему лежат в интервале $\gamma 2\pi M_0$. Для образцов, вся поверхность к-рых металлизирована, интервал частот является более широким.

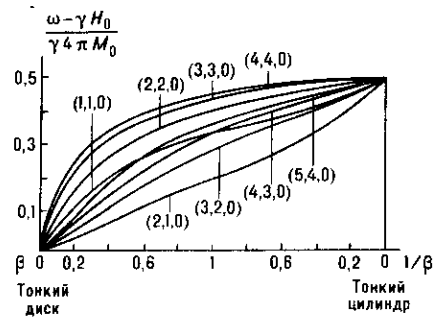


Рис. 3. Зависимости частот уокеровских колебаний эллипсоида вращения от отношения его осей β (H_0 — внутреннее постоянное поле).

У. к. в малых ферро- или ферримагн. образцах обычно возбуждаются перем. магн. полями волноводов или резонаторов, в к-рых эти образцы находятся. Возбуждение происходит тем интенсивнее, чем ближе конфигурация перем. магн. поля в том месте, где находится образец, к конфигурации намагниченности данного типа У. к. В частности, однородное поле должно возбуждать лишь однородный тип колебаний (1, 1, 0). Интенсивность возбуждения каждого типа колебаний изменяется резонансным образом при изменении частоты возбуждающего поля ω или величины пост. поля H_{e0}. При достаточно большой пост. намагниченности и достаточно малых потерях типы У. к. хорошо «разрешаются», т. е. возбуждаются поочерёдно при изменении ω или H_{e0}.

Однако в экспериментах возбуждение неоднородных У. к. происходит часто и тогда, когда, согласно изложенным выше соображениям, оно не должно происходить (напр., при помещении образца в пучность магн. поля резонатора). Одной из причин этого может явиться неточность совпадения центра образца с пучностью перем. магн. поля или искажение поля держателем образца. Другой, более глубокой причиной служит связь между разл. типами У. к., возникающая из-за влияния одного из следующих факторов, не учитываемых в теории Уокера: магн. кристаллографич. анизотропии, отклонения формы образца от сфероида, несовпадения направления M_0 с осью сфероида, конечных размеров образца. Во всех этих случаях существуют собственные (не связанные друг с другом) типы колебаний. Но если возмущение является малым, спектр колебаний может трактоваться в терминах связанных колебаний — как результат обусловленной возмущением связи между У. к. сфероида. Тогда появление, напр., максимума поглощения на частоте одного из неоднородных У. к. в однородном перем. магн. поле трактуется следующим образом: это поле возбуждает однородный тип колебаний (1, 1, 0), а его намагниченность возбуждает данный неоднородный тип вследствие связи между этими типами колебаний. В случае, когда возмущением служит кристаллографич. анизотропия или отсутствие осевой симметрии формы образца, связь возникает между типами колебаний с n одинаковой чётности (оба чётные или оба нечётные) и m — тоже одинаковой чётности. Если возмущением является большой (сравнимый с длиной эл.-магн. волны) размер образца, то связанными оказываются типы колебаний, для к-рых n имеют одинаковую чётность, а m одинаковы.

Возникновение неоднородных У. к. является нежелательным явлением в ферритовых СВЧ-устройствах, использующих сферы из монокристаллов ферритов, прежде всего в ферритовых фильтрах. Одно из практич. применений У. к. — точное измерение пост. намагниченности M_0. При этом используются два типа колебаний из серий $(m, m, 0)$ или $(m+1, m, 0)$ (обычно один из этих типов однородный), разность частот к-рых пропорц. M_0.

Согласно теории Уокера, достаточным условием существования неоднородных магнитостатич. типов колебаний является наличие пост. намагниченности. Т. о., эти колебания должны наблюдаться и в парамагнетиках. Однако интервал полей $2\pi M_0$, в к-ром они существуют, в этом случае очень узок и обычно в экспериментах по парамагн. резонансу (ЭПР и ЯМР) они не наблюдаются. Наличие пост. намагниченности не является, однако, необходимым условием возбуждения неоднородных магнитостатич. типов колебаний. В частности, они наблюдались в антиферромагнетиках и в тех случаях, когда пост. намагниченность отсутствовала.

Лит.: Ферриты в нелинейных сверхвысокочастотных устройствах. Сб. ст., пер. с англ., М., 1961; Гуревич А. Г., Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках, М., 1973; Гуревич А. Г., Мелков Г. А., Магнитные колебания и волны, М., 1994.

А. Г. Гуревич.

УО́РДА ТО́ЖДЕСТВА — соотношения между *Грина функциями* в квантовой электродинамике, следующие из калибровочной инвариантности действия. Впервые получены Дж. К. Уордом (J. C. Ward, 1950), затем в более общей форме Е. С. Фрадкиным (1955) и Я. Такахаши (Y. Takahashi, 1957) (см. *Уорда — Такахаши — Славнова — Тейлора тождества*).

А. А. Славнов.

УО́РДА — ТАКАХА́ШИ — СЛАВНО́ВА — ТЕ́ЙЛОРА ТО́ЖДЕСТВА — соотношения между вакуумными средними *хронологических произведений* операторов поля, обеспечивающие *калибровочную инвариантность* квантовой теории. В квантовой электродинамике эти соотношения, называемые *Уорда тождествами* и тождествами Уорда — Такахаши (J. C. Ward, 1950; Y. Takahashi, 1957), являются прямым следствием сохранения тока, с к-рым взаимодействует *калибровочное поле*. Они выражают дивергенцию *Грина функции* с n внеш. фотонными линиями через ф-ции Грина с $n-1$ внеш. фотонной линией. Простейшее тождество Уорда — Такахаши, связывающее *вершинную часть* Γ_μ и собств. энергию электрона Σ, имеет вид

$$\Gamma_\mu(p, p) = -\frac{\partial}{\partial p^\mu}\Sigma(p), \qquad (1)$$

где p — 4-импульс электрона. Из тождества Уорда — Такахаши следуют соотношения между константами перенормировки: $\delta m = 0$, $Z_1 = Z_2$, где δm, Z_1, Z_2 — соответственно константы перенормировки массы фотона, вершинной ф-ции, волновой ф-ции электрона.

В отличие от электродинамики, в квантовой теории неабелевых калибровочных полей ток, с к-рым взаимодействует поле Янга — Миллса, не сохраняется. Поэтому простые тождества типа (1) не справедливы. Их аналогом являются тождества Славнова — Тейлора (А. А. Славнов, 1971; J. C. Taylor, 1971), выражающие дивергенцию ф-ции Грина с n внеш. линиями поля Янга — Миллса через ф-ции Грина с числом внеш. линий $\leqslant n$, включающие помимо полей Янга — Миллса вспомогат. поля (*Фаддеева — Попова дýхи*). Тождества Славнова — Тейлора для полей Янга — Миллса можно записать в виде

$$\int \exp\left\{i\int\left[\mathscr{L}(A)+\frac{1}{2\alpha}(\partial_\mu A_\mu)^2+\mathscr{L}_c+I^a_\mu A^a_\mu\right]dx\right\}\left\{-\frac{1}{\alpha}\partial_\mu A^a_\mu(x)+\right.$$
$$\left.+\int \bar{c}^a(x) I^b_\mu(y)\left[\partial_\mu c^b(y) - g f^{bcd} A^c_\mu(y) c^d(y)\right]dy\right\} dA d\bar{c} dc = 0, \qquad (2)$$

где $\mathscr{L}(A)$ — классич. лагранжиан Янга — Миллса; $\mathscr{L}_c$ — лагранжиан духов Фаддеева — Попова; c, $\bar{c}$ — духи Фаддеева — Попова; I — внеш. источники; g — константа взаимодействия.

Из тождеств Славнова — Тейлора следуют соотношения между константами перенормировки полей Янга — Миллса и духов Фаддеева — Попова: $\delta m = 0$, $Z_1 Z_2^{-1} = \tilde{Z}_1 \tilde{Z}_2^{-1}$, $Z_4 = Z_1^2 Z_2^{-1}$, где δm — константа перенормировки массы поля Янга — Миллса, Z_2, Z_1, Z_4 — соответственно константы перенормировки волновой ф-ции и вершинных частей с тремя и четырьмя внеш. линиями поля Янга — Миллса, а $\tilde{Z}_2$ и $\tilde{Z}_1$ — константы перенормировки волновой ф-ции духов Фаддеева — Попова и вершинной части с одной внеш. линией поля Янга — Миллса и двумя линиями духов Фаддеева — Попова.

Тождества Славнова — Тейлора выражают симметрию эфф. действия, стоящего в экспоненте в ф-ле (2), относительно преобразований, перепутывающих поля Янга — Миллса и духи Фаддеева — Попова,— т. н. преобразований БРСТ (Бекки — Рюэ — Стора — Тютин). Эти тождества гарантируют калибровочную инвариантность перенормированной теории и играют ключевую роль в доказательстве унитарности *матрицы рассеяния*.

Лит.: Тейлор Дж., Калибровочные теории слабых взаимодействий, пер. с англ., М., 1978; Славнов А. А., Фаддеев Л. Д., Введение в квантовую теорию калибровочных полей, 2 изд., М., 1988; Иниксон К., Зюбер Ж. Б., Квантовая теория поля, пер. с англ., т. 1—2, М., 1984. *А. А. Славнов.*

УПЛОТНЕ́НИЯ СКАЧО́К — характерная для *сверхзвукового течения* область, в к-рой происходит резкое увеличение давления, плотности, темп-ры и уменьшение скорости течения газа. У. с. в нек-рых случаях тождествен ударной волне, а в др. случаях составляет часть её структуры (подробнее см. *Ударная волна*). Толщина У. с. обычно имеет порядок ср. длины пробега молекул, поэтому в большинстве задач газовой динамики, когда газ можно считать сплошной средой, толщиной У. с. пренебрегают.

Различают 2 осн. типа элементарных У. с.— прямой скачок, в к-ром не происходит изменения направления вектора скорости, и косой скачок, в к-ром вектор скорости поворачивается на нек-рый угол θ.

Для прямого У. с. в результате совместного решения ур-ний сохранения массы, энергии и кол-ва движения и ур-ния состояния газа можно получить простые соотношения, характеризующие изменение параметров газа в скачке. Кинематич. соотношение имеет вид

$$\lambda_н \lambda_1 = 1,$$

где $\lambda_н = w_н / a^*$ — безразмерная скорость газа перед скачком, λ_1 — то же за скачком, $a^* = \sqrt{2kRT_0/(k+1)}$ — критич. скорость, $T_0 = T_н [1 - (k-1)\lambda_н^2/(k+1)]^{-1}$ — темп-ра адиабатически заторможенного газа, $k = c_p/c_V$ — отношение теплоёмкостей при постоянном давлении и постоянном объёме, R — газовая постоянная, $w_н$ — скорость течения перед У. с. Изменение плотности в У. с. $\rho_1/\rho_н = \lambda_н^2$, где $\rho_н$ и ρ_1 — плотности газа до и после У. с.; повышение темп-ры и давления выразится ф-лами

$$\frac{T_1}{T_н} = \frac{1 - \lambda_н^2 (k-1)/(k+1)}{1 - \lambda_н^2 (k-1)/(k+1)}, \qquad \frac{p_1}{p_н} = \frac{\lambda_н^2 - (k-1)/(k+1)}{1 - \lambda_н^2 (k-1)/(k+1)}.$$

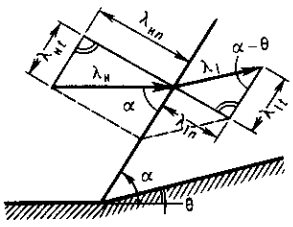


Рис. 1.

Т. к. тангенциальная по отношению к фронту скачка составляющая скорости $w_\tau = w_н \cos\alpha$ не изменяется при переходе через У. с., то для косого У. с. можно получить аналогичные соотношения, если вместо $w_н$ и w_1 рассматривать нормальные фронту скачка составляющие скорости $w_{нn} = w_н \sin\alpha$ и $w_{1n} = w_1 \sin\alpha$, где α — угол между вектором скорости $w_н$ и фронтом У. с. (рис. 1). Напр., повышение давления для плоского косого У. с. определяется ф-лой

$$\frac{p_1}{p_н} = \frac{\lambda_н^2 [1 - \frac{1}{4} k \cos^2\alpha/(k+1)^2] - (k-1)/(k+1)}{1 - (k-1)\lambda_н^2/(k+1)}.$$

Аналогичные зависимости можно вывести для отношения плотностей и др., т. е. параметры течения за У. с. (в т. ч. и угол поворота вектора скорости θ при переходе через косой У. с.) рассчитываются по заданным параметрам перед ним и известному углу α наклона фронта скачка.

Для обтекания плоского клина идеальным недиссоциирующим газом графики осн. зависимостей приведены на рис. 2. На рис. 2 (*а*) даны зависимости угла наклона У. с. α от угла клина $\theta_к$ и безразмерной скорости $\lambda_н$ набегающего потока; на рис. 2 (*б*) изображена в полярных координатах λ, θ зависимость скорости λ_1 за У. с. от $\lambda_н$ и $\theta_к$ (т. н. ударная поляра); на рис. 2 (*в*) дана зависимость отношения давлений $p_1/p_н$ в У. с. от $\lambda_н$ и $\theta_к$. Из рис. 2 следует, что для заданных $\lambda_н$ и θ решение, получающееся при определении величин α, λ_1 и $p_1/p_н$, неоднозначно. Для

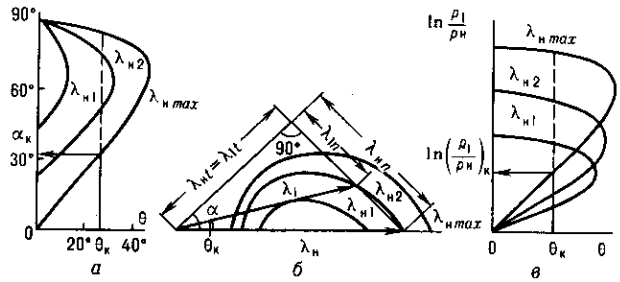


Рис. 2.

каждого значения $\lambda_н$ имеется предельное значение $\theta_{пр}$; при обтекании клина с углом $\theta_к > \theta_{пр}$ вместо конфигурации, изображённой на рис. 3 (*а*), образуется отсоединённый от вершины клина криволинейный У. с. (рис. 3, *б*).

В случае простого (регулярного) отражения У. с. от твёрдой стенки (рис. 4, *а*) скорость направлена под углом α_1 к плоскости падающего У. с. При прохождении через У. с. направление скорости меняется на угол θ_1, а её величина уменьшается ($\lambda_2 < \lambda_1$). За отражённым У. с. направление скорости должно измениться на угол $\theta_2 = \theta_1$ (направления скорости в областях *1* и *3* совпадают с направлением стенки), при этом её величина уменьшится до $\lambda_3 < \lambda_2$, соответственно давление $p_3 > p_2 > p_1$.

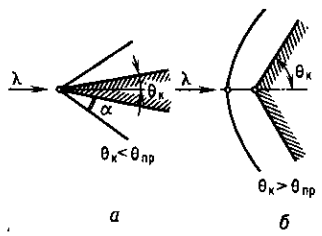


Рис. 3.

Если при заданном значении λ_1 увеличивать интенсивность падающего на стенку У. с., то можно получить решение, при к-ром реализуется форма отражения, представленная на рис. 4, *б* (нерегулярное, или маховское, отражение). В точке разветвления У. с. образуется поверхность тангенциального разрыва ТР, по обеим сторонам к-рой статич. давление и направление скорости одинаковы, а величина скорости, темп-ра, плотность и энтропия различны. При отражении У. с. от свободной поверхности, отделяющей область сверхзвукового течения от неподвижного газа (рис. 4, *в*), условия на свободной поверхности аналогичны условиям на поверхности тангенциального разрыва (рис. 4, *б*). Характер же течения в области *2* за падающим У. с. такой же, как и в области *2* при отражении от твёрдой стенки (рис. 4, *а*), но в области *3* за отражённым от свободной поверхности возмущением давление $p_3 = p_н = p_1 < p_2$. Отражённое возмущение в этом случае представляет собой пучок волн разрежения и $\lambda_3 > \lambda_2$.

Более сложным является случай, когда поверхность тангенциального разрыва разделяет два сверхзвуковых потока с разл. скоростями (рис. 4, *г*). Для обеспечения равенства давлений $p_3 = p_5$ поверхность тангенциального разрыва в точке пересечения У. с. может иметь излом, и между

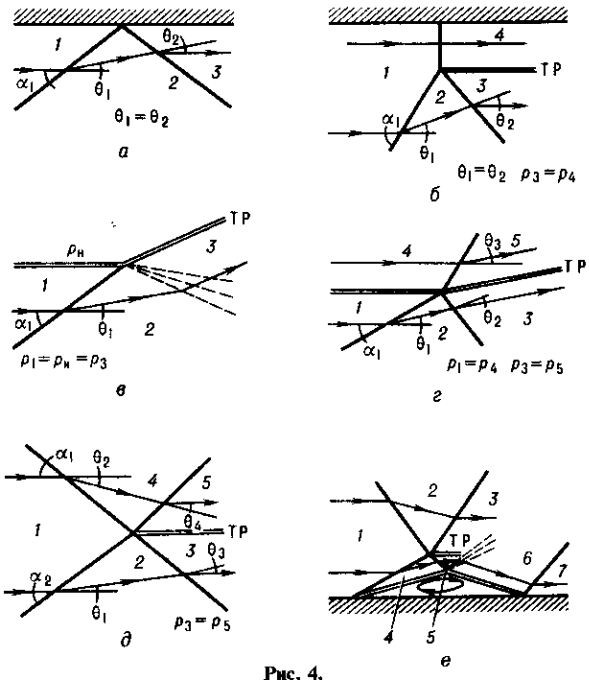


Рис. 4.

областями *4* и *5* возникает У. с. В зависимости от конкретных значений λ_1, λ_3 и α_1 возмущение, разделяющее области *2* и *3*, может быть У. с. или волнами разрежения.

При пересечении двух У. с. (рис. 4, *д*) вектор скорости встречает У. с. под углами α_1 и α_2, поворачиваясь за ними на углы θ_1 и θ_2. За отражёнными У. с. векторы скорости должны быть параллельны; при этом между областями *3* и *5* возникает поверхность тангенциального разрыва, не параллельная скорости набегающего потока в области *1*. В случае $\alpha_1=\alpha_2\lambda_3=\lambda_5$ и тангенциальный разрыв отсутствует.

Рассмотренные примеры описывают течения идеального газа, лишённого вязкости. Если же газ вязкий, вблизи поверхности имеется *пограничный слой*, то рассмотренная выше картина отражения У. с. от твёрдой поверхности существенно усложняется. В этом случае при большой интенсивности падающего У. с., превышающей нек-рую критич. величину, пограничный слой отрывается от твёрдой поверхности и образуется зона вихревого течения (рис. 4, *е*).

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Гидродинамика, 4 изд., М., 1988; Лойцянский Л. Г., Механика жидкости и газа, 6 изд., М., 1987; Абрамович Г. Н., Прикладная газовая динамика, 5 изд., ч. 1—2, М., 1991.

М. Я. Юделович.

УПОРЯ́ДОЧЕННОСТИ ОТНОСИ́ТЕЛЬНОЙ КРИТЕ́РИЙ — способ количественного сравнения относительной степени упорядоченности (или, напротив, хаотичности) состояний *открытых систем*. В качестве У. о. к. может быть выбрано, напр., сравнение значений показателей Ляпунова, энтропии Крылова — Колмогорова — Синая (см. *Эргодическая теория*), а также фрактальных размерностей (см. *Фракталы*) рассматриваемых систем. Одним из наиб. эффективных является У. о. к., формулируемый в виде т. н. *S*-теоремы (от англ. Selforganization — самоорганизация). Этот критерий даёт возможность судить не только об относит. степени упорядоченности любых сравниваемых состояний, но и о характере эволюции (напр., наличии самоорганизации или дезорганизации). Более того, этот У. о. к. носит и конструктивный характер, т. к. позволяет судить о правильности выбора параметра a в качестве управляющего и может быть основан непосредственно на эксперим. данных.

Формулировка У. о. к. Для сравнения относит. степени упорядоченности двух произвольно выбранных состояний открытой системы предлагается следующая последовательность действий. При двух значениях a_0, $a_0+\Delta a$ внеш. параметров, принятых за управляющие (т. е. позволяющих изменять характер эволюции в открытой физ. системе), из эксперимента находятся две достаточно длинные временны́е реализации характерных величин, описывающих систему $X(t, a_0)$, $X(t, a_0+\Delta a)$. По ним строятся ф-ции распределения $f_0(X, a_0)$, $f(X, a_0+\Delta a)$, нормированные на единицу; далее, в свою очередь, могут быть найдены соответствующие значения энтропии Больцмана — Гиббса — Шеннона.

В статистич. теории *энтропия* служит мерой неопределённости рассматриваемых состояний системы при статистич. описании. Разность энтропий Шеннона не может, однако, быть мерой относит. степени хаотичности (или упорядоченности) выделенных состояний, т. к. она не является функционалом Ляпунова (см. *Устойчивость движения*). Это имеет место лишь при условии, что сравнение производится при одинаковых значениях энергии — ф-ции Гамильтона. В таком случае энтропия равновесного состояния максимальная и, следовательно, равновесное состояние при указанном условии является наиб. хаотическим.

Для открытых неравновесных систем понятие энергии в общем случае не определено, в связи с чем предлагается следующая возможная процедура. Одно из рассматриваемых состояний (напр., с a_0) принимается за состояние «физ. хаоса», к-рое может быть и существенно неравновесным, причём У. о. к. позволяет проверить справедливость этого выбора. Далее, по ф-ции f_0 вводится эфф. энергия — точнее, эфф. ф-ция Гамильтона $H_{эфф}=-\ln f_0$. Ф-ция f_0 путём введения эфф. темп-ры $T_{эфф}$ приводится к виду *канонического распределения Гиббса* с ф-цией Гамильтона $H_{эфф}$:

$$f_0\to\tilde f_0=\exp\left[-H_{эфф}(X, a_0)/T_{эфф}(\Delta a)\right]/ \\ /\int\exp\left[-H_{эфф}(X, a_0)/T_{эфф}(\Delta a)\right]dX. \qquad (1)$$

Зависимость $T_{эфф}$ от изменения управляющего параметра Δa находим из условия одинаковости ср. значений эфф. ф-ции Гамильтона $H_{эфф}$:

$$\int H_{эфф}(X, a_0)\tilde f_0(X, a_0, \Delta a)\,dX= \\ =\int H_{эфф}(X, a_0)f(X, a_0+\Delta a)\,dX. \qquad (2)$$

В правой части этого ур-ния стоят ф-ции, к-рые известны из эксперимента. В левой части имеется одна неизвестная ф-ция — эфф. темп-ра $T_{эфф}(\Delta a)$. Если решение ур-ния таково, что

$$T_{эфф}(\Delta a)>1,\ T_{эфф}|_{\Delta a=0}=1, \qquad (3)$$

т. е. для выполнения условия (2) состояние с $a=a_0$ надо «подогреть», то сделанное предположение о большей хаотичности состояния с $a=a_0$ оправдано и состояние с $a=a_0+\Delta a$ более упорядоченно. Количественно различие в степени упорядоченности определяется разностью энтропий:

$$S_0-S=\int\ln\frac{f(X, a_0+\Delta a)}{\tilde f_0(X, a_0, \Delta a)}f(X, a_0+\Delta a)\,dX\geqslant 0. \qquad (4)$$

Итак, выводы об относит. степени упорядоченности определяются двумя результатами (3), (4). Во многих случаях вместо временны́х реализаций удобно использовать соответствующие временны́е спектры. По ним можно найти ф-ции распределения значений интенсивности или частоты. Для характеристики динамической неустойчивости движения, приводящей к *хаосу динамическому*, полезно использовать временны́е зависимости расстояний между траекториями $D=D(t, a)$ при разных значениях управляющего параметра. По ним строятся соответствующие ф-ции распределения $f(D, a)$, и далее используется описанный выше У. о. к.

Выбор управляющих параметров a представляет во многих случаях самостоят. задачу. В классич. и квантовых

генераторах их роль могут играть обратная связь и накачка; в гидродинамике — это значения чисел Рейнольдса, Рэлея и Тэйлора; в мультистабильных системах характер эволюции зависит от выбора нач. условий; в системах с иерархией характерных времён управляющим параметром может служить «медленное» время.

Применение У. о. к. Предлагаемый У. о. к. был установлен первоначально на двух примерах неравновесных процессов: 1) развитие генерации в автоколебательных системах по мере увеличения коэффициента положит. обратной связи; 2) переход от ламинарного течения к стационарному *турбулентному течению* в каналах по мере роста числа Рейнольдса. Если увеличение степени упорядоченности по мере развития генерации представляется очевидным, то второй пример является более сложным.

Традиционно турбулентное движение считается более хаотическим, чем ламинарное. Однако сравнение относит. степени упорядоченности стационарного турбулентного и ламинарного течений на основе У. о. к. *S*-теоремы показывает, что турбулентное движение является в определ. смысле более упорядоченным, а переход от ламинарного течения к турбулентному служит примером неравновесного фазового перехода. Роль параметра порядка играет при этом тензор напряжений Рейнольдса, к-рые определяются коллективными движениями, возникающими из хаотического молекулярного движения. По У. о. к. *S*-теоремы разность энтропий ламинарного и стационарного турбулентного течений определяется выражением

$$T(S_{\text{лам}} - S_{\text{турб}}) = \frac{1}{2}\rho\langle(\delta u)^2\rangle \geqslant 0, \qquad (5)$$

т. е. энтропия ламинарного течения больше энтропии осреднённого турбулентного течения. Изменение энтропии определяется дисперсией гидродинамич. скорости δu — суммой диагональных элементов тензора напряжений Рейнольдса. Этот результат, согласно *S*-теореме, показывает, что переход от ламинарного течения к турбулентному представляет собой пример процесса самоорганизации.

Бóльшая организованность турбулентного течения проявляется, в частности, в следующем. В ламинарном потоке перенос импульса от слоя к слою, приводящий к появлению *вязкости*, осуществляется независимыми изменениями импульса отд. атомов. В противоположность этому, при турбулентном течении перенос импульса и связанное с ним сопротивление есть коллективный процесс.

Важной характеристикой степени упорядоченности является $\sigma \equiv \dot{S}$ — *производство энтропии*. Сопоставление значений производства энтропии двух видов движения: стационарного (осреднённого) турбулентного течения и неустойчивого при числах Рейнольдса, бóльших критич. значения ($\mathrm{Re} > \mathrm{Re}_{\text{кр}}$) ламинарного течения, показывает, что при дополнит. условии постоянства напряжения на стенках канала производство энтропии при турбулентном (устойчивом при $\mathrm{Re} > \mathrm{Re}_{\text{кр}}$) течении меньше производства энтропии при ламинарном (неустойчивом при $\mathrm{Re} > \mathrm{Re}_{\text{кр}}$) течении, т. е.

$$\sigma_{\text{лам}} - \sigma_{\text{турб}} > 0. \qquad (6)$$

Т. о., новому устойчивому состоянию, к-рое устанавливается в результате рассматриваемого неравновесного фазового перехода, отвечает меньшее производство энтропии.

Обобщение У. о. к. В неравновесной термодинамике имеет место принцип минимума производства энтропии в стационарном состоянии (*Пригожина теорема*), согласно к-рому $\sigma(t) > \sigma_{\text{стац}}$, где $\sigma_{\text{стац}}$ — производство энтропии в стационарном состоянии, а $\sigma(t)$ — производство энтропии в неустановившемся (текущем) состоянии. Этот результат доказан для линейных термодинамич. систем; общее доказательство для нелинейных систем отсутствует. На основе неравенства (6) предлагается сформулировать общий принцип минимума производства энтропии в процессах самоорганизации следующим образом.

Рассмотрим нек-рый процесс самоорганизации, формулируемый последовательностью стационарных состояний, отвечающих разл. значениям управляющего параметра a. Пусть $a_{\text{кр}}$ — критич. значение, при к-ром происходит очередная бифуркация или, иными словами, *неравновесный фазовый переход*. Обозначим через $\sigma_{\text{стаб}}$ значение производства энтропии в новом устойчивом состоянии, к-рое возникло в результате этого перехода [этой величине отвечает $\sigma_{\text{турб}}$ в ф-ле (6)]. Прежнее — добифуркационное состояние становится при $a > a_{\text{кр}}$ неустойчивым и не реализуется. Если, однако, обозначить производство энтропии в этом состоянии через $\sigma_{\text{нестаб}}$ [эта величина соответствует $\sigma_{\text{лам}}$ в ф-ле (6)], то предлагаемый принцип выражается неравенством

$$\sigma_{\text{стаб}} > \sigma_{\text{нестаб}}, \qquad (7)$$

к-рое показывает, что при неравновесных фазовых переходах в ходе процесса самоорганизации система идёт по пути уменьшения производства энтропии. Разумеется, как и при переходе от ламинарного течения к турбулентному, расчёт значений $\sigma_{\text{стаб}}$ и $\sigma_{\text{нестаб}}$ следует проводить при дополнит. условиях, конкретный вид к-рых зависит от структуры рассматриваемой системы.

Вопрос об общем доказательстве принципа (7) остаётся открытым. Однако если даже окажется, что применимость его ограничена, то всё же сделанное на основе частного результата (6) общее утверждение (7) может стать стимулирующим.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Гидродинамика, 4 изд., М., 1988; Монин А. С., Яглом А. М., Статистическая гидромеханика, 2 изд., СПб., 1992; Климонтович Ю. Л., Энтропия и производство энтропии при ламинарном и турбулентном течениях, «Письма в ЖТФ», 1984, т. 10, в. 2, с. 80; Ebeling W., Klimontovich Y. L., Selforganization and turbulence in liquids, Lpz., 1984; Климонтович Ю. Л., Энгель-Херберт Х., Осредненные стационарные турбулентные течения Куэтта и Пуазейля в несжимаемой жидкости, «ЖТФ», 1984, т. 54, с. 440; Пригожин И., Стенгерс И., Порядок из хаоса, пер. с англ., М., 1986; Климонтович Ю. Л., Проблемы статистической теории открытых систем: критерии относительной степени упорядоченности состояний в процессах самоорганизации, «УФН», 1989, т. 158, с. 59; его же, Турбулентное движение и структура хаоса, М., 1990, Dordtecht, 1991; Lesieur M., Turbulence in fluids, 2 ed., [Dordrecht], 1990; Хакен Г., Информация и самоорганизация, пер. с англ., 1991; Зубарев Д. Н., Морозов В. Г., Трошкин О. В., Турбулентность как неравновесный фазовый переход, «ТМФ», 1992, т. 92, № 2, с. 293; Klimontovich Y. L., Statistical theory of open systems, Dordrecht, 1995.

Ю. Л. Климонтович.

УПРАВЛЯ́ЕМЫЙ ТЕРМОЯ́ДЕРНЫЙ СИ́НТЕЗ (УТС) — процесс слияния лёгких атомных ядер, проходящий с выделением энергии при высоких темп-рах в регулируемых управляемых условиях. УТС пока ещё не реализован. Для осуществления реакций синтеза реагирующие ядра должны быть сближены на расстояние порядка 10^{-11} см, после чего процесс их слияния происходит с заметной вероятностью за счёт *туннельного эффекта*. Для преодоления потенц. барьера сталкивающимся лёгким ядрам должна быть сообщена энергия ~ 10 кэВ, что соответствует темп-ре $\sim 10^8$ К. С увеличением заряда ядер (порядкового номера Z) их кулоновское отталкивание усиливается и величина необходимой для реакции энергии возрастает. Эфф. сечения (p, p)-реакций, обусловленных *слабыми взаимодействиями*, очень малы. Реакции между тяжёлыми изотопами водорода (дейтерием и тритием) обусловлены *сильным взаимодействием* и имеют сечение на 22—23 порядка выше (см. *Термоядерные реакции*). Различия в величинах энерговыделения в реакциях синтеза не превышают одного порядка. При слиянии ядер дейтерия и трития оно составляет 17,6 МэВ. Большая скорость этих реакций и относительно высокое энерговыделение делают равнокомпонентную смесь дейтерия и трития наиб. перспективной для решения проблемы УТС. Тритий радиоактивен (*период полураспада* 12,5 лет), не встречается в природе. Следовательно, для обеспечения работы *термоядерного реактора*, использующего в качестве ядерного горючего тритий, должна быть предусмотрена возможность его воспроизводства. С этой целью рабочая зона реактора может быть окружена слоем лёгкого изотопа лития, в к-ром будет идти реакция

$$^6\mathrm{Li} + \mathrm{n} \rightarrow {}^3\mathrm{H} + {}^4\mathrm{He} + 4{,}8\ \text{МэВ}.$$

Эфф. сечение термоядерных реакций быстро возрастает с темп-рой, но даже в оптим. условиях остаётся несравненно меньше эфф. сечения атомных столкновений. По этой причине реакции синтеза должны происходить в полностью ионизованной плазме, нагретой до высокой темп-ры, где процессы ионизации и возбуждения атомов отсутствуют и дейтон-дейтонные или дейтон-тритонные столкновения рано или поздно завершаются ядерным синтезом.

Уд. мощность ядерного энерговыделения реактора равна произведению числа актов ядерных реакций, происходящих ежесекундно в единице объёма рабочей зоны реактора, на энергию, выделяющуюся при каждом акте реакции.

Применение законов сохранения энергии и числа частиц позволяет выяснить нек-рые общие требования, предъявляемые к термоядерному реактору, не зависящие в первом приближении от к.-л. особенностей технол. или конструктивного характера. На рис. 1 изображена принципиальная

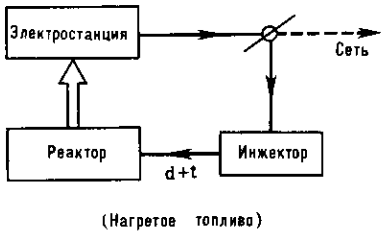


Рис. 1.

схема работы реактора. Установка содержит чистую водородную плазму плотностью n при темп-ре T. В реактор вводится «топливо», напр. равнокомпонентная смесь дейтерия и трития, уже нагретая до необходимой темп-ры. Внутри реактора инжектируемые частицы сталкиваются между собой и происходит их ядерное взаимодействие с выделением энергии. Параллельно с этим, однако, часть энергии теряется за счёт тормозного излучения плазмы, ухода нек-рой доли высокоэнергичных частиц, не успевших провзаимодействовать, охлаждения плазмы за счёт различных для каждой конкретной установки механизмов и за счёт выгорания ядерного топлива. Пусть τ — ср. время удержания частиц в реакторе; смысл величины τ таков: за 1 с из 1 см^3 плазмы в ср. уходит n/τ частиц каждого знака. В стационарном режиме в реактор нужно ежесекундно инжектировать такое же число частиц (в расчёте на единицу объёма). А для покрытия энергетич. потерь подводимое топливо должно подаваться в зону реакции с энергией, превышающей энергию потока ускользающих частиц на величину потерь, обусловленных эл.-магн. излучением плазмы. Эта дополнит. энергия может быть получена за счёт энергии синтеза, выделяющейся в зоне реакции, а также за счёт частичной рекуперации в стенках и оболочке реактора эл.-магн. излучения и корпускулярных потоков. Примем для простоты, что коэф. преобразования в электроэнергию энергии, выделяющейся в ядерных реакциях, энергии эл.-магн. излучения и тепловой энергии частиц одинаков и равен η. В условиях стационарной работы системы и при нулевой полезной мощности, когда во внеш. сеть электроэнергия не отдаётся, ур-ние баланса энергии в реакторе имеет вид

$$\eta(P_0+P_r+P_t)=P_r+P_t,$$

где P_0 — мощность ядерного энерговыделения, P_r — мощность потока излучения, P_t — энергетич. мощность потока ускользающих частиц. Когда левая часть равенства становится больше правой, реактор перестаёт расходовать энергию и установка начинает работать как электростанция, подавая энергию в сеть, а не потребляя её. Величины P_0, P_r и P_t известным образом зависят от темп-ры плазмы T, и из ур-ния баланса легко вычисляется произведение $n\tau=f(T)$, где $f(T)$ для заданного значения кпд η и выбранного сорта топлива есть вполне определённая ф-ция темп-ры. На рис. 2 приведены графики $f(T)$ для двух значений η и для обеих ядерных реакций (d, d) и (d, t). Если величины $n\tau$, достигнутые в данной установке, расположатся выше кривой $f(T)$, это будет означать, что система работает как генератор энергии. При $\eta=1/3$ энергетически выгодная работа реактора в оптим. режиме (минимум на кривых, рис. 2) для реакции (d, d) отвечает условию (т. н. *Лоусона критерий*) $n\tau \geqslant 10^{15}$ см$^{-3}\cdot$с, $T\sim 10^9$ К; для реакции (d, t) — условию $n\tau \geqslant 0{,}5\cdot 10^{14}$ см$^{-3}\cdot$с, $T\sim 2\cdot 10^8$ К. Т. о., даже в оптим. условиях для реактора, работающего на равнокомпонентной смеси дейтерия и трития, и при весьма оптимистич. предположениях относительно величины кпд необходимо достижение темп-р $\sim 2\cdot 10^8$ К. При этом для плазмы плотностью $\sim 10^{14}$ см$^{-3}$ должны быть обеспечены времена удержания порядка секунд. Конечно, энергетически выгодная работа реактора может происходить и при более низких темп-рах, но за это придётся «расплачиваться» увеличенными значениями $n\tau$. Т. о., сооружение реактора предполагает: 1) получение плазмы, нагретой до темп-р $\sim 10^8$ К; 2) сохранение в рабочей зоне реактора плазмы с заданной плотностью в течение времени, необходимого для протекания ядерных реакций.

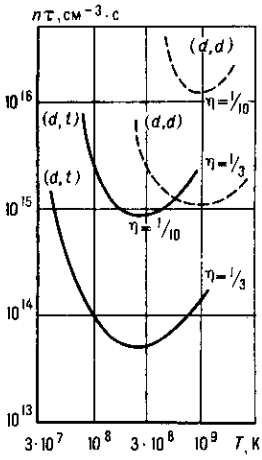


Рис. 2.

Тот факт, что в рассмотренный критерий реализации реактора синтеза n и τ входят не независимо, а в виде произведения $n\tau$, приводит к тому, что исследования по проблеме УТС ведутся в двух осн. направлениях: разработка квазистационарных систем с магн. удержанием плазмы и предельно быстродействующих систем с *инерциальным удержанием* плазмы.

Системы с магнитной термоизоляцией. Энергетич. выход на уровне 10^3 кВт/м^3 достигается для (d, t)-реакций при плотности плазмы $n\sim 10^{14}$ см$^{-3}$ и темп-ре $\sim 10^8$ К. Это означает, что размеры рабочей зоны реактора на 10^3 МВт (типичная мощность совр. крупной электростанции) должны составлять ок. 1000 м^3. Осн. вопрос состоит в том, каким способом удерживать горячую плазму в зоне реакции. Диффузионные потоки частиц и тепловые потоки при указанных значениях n и T оказываются гигантскими и любые материальные стенки непригодными. Основополагающая идея, определившая на долгие годы пути развития проблемы в данном направлении, была высказана в СССР, США и Великобритании практически одновременно. Эта идея состоит в использовании для удержания и термоизоляции плазмы магн. полей. В СССР она была высказана И. Е. Таммом и А. Д. Сахаровым в 1950. Заряж. частицы, образующие плазму, находясь в магн. поле, не могут свободно перемещаться перпендикулярно силовым линиям поля. Коэф. *диффузии* и *теплопроводности* поперёк магн. поля в случае устойчивой плазмы изменяются обратно пропорционально квадрату напряжённости поля и, напр., в полях $\sim 10^5$ Гс уменьшаются на 14—15 порядков величины по сравнению со своими значениями для незамагниченной плазмы той же плотности и темп-ры. Т. о., применение достаточно сильного магн. поля в принципе открывает дорогу для проектирования *термоядерного реактора*.

Исследования в области УТС с магн. термоизоляцией делятся на три осн. направления: 1) открытые (или зеркальные) магн. ловушки; 2) замкнутые магн. системы; 3) установки импульсного действия.

В *открытых ловушках* уход частиц из рабочей зоны поперёк силовых линий на стенки установки затруднён, он происходит либо в ходе процесса замагниченной диффузии

(т. е. очень медленно), либо путём перезарядки на частицах остаточного газа (см. *Перезарядка ионов*). Уход плазмы вдоль силовых линий также замедлен благодаря наличию областей усиленного магн. поля (т. н. магн. зеркал, или магн. пробок), размещённых на открытых концах ловушки. Заполнение ловушек плазмой обычно производится путём инжекции плазменных сгустков или пучков частиц, обладающих большой энергией (подробнее см. *Магнитные ловушки*).

В системах замкнутого типа (*токамак, стелларатор*) уход частиц на стенки тороидальной установки поперёк продольного магн. поля также затруднён и происходит за счёт замагниченной диффузии и перезарядки. Нагревание плазменного шнура в токамаке на нач. стадиях процесса осуществляется протекающим по нему кольцевым током. Однако по мере повышения темп-ры джоулев нагрев становится менее эффективным, т. к. сопротивление плазмы быстро падает с ростом темп-ры. Для нагревания плазмы св. 10^7 К применяются методы высокочастотного нагрева или ввод энергии в плазму с помощью быстрых нейтральных частиц (см. *Нагрев плазмы*).

В установках импульсного действия (Z-пинч и θ-пинч) нагревание плазмы и её удержание осуществляются сильными кратковрем. токами, протекающими через плазму. При нарастании тока и одноврем. нарастании магн. давления плазма отжимается от стенок установки, чем обеспечивается её термоизоляция. Повышение темп-ры происходит за счёт джоулева нагрева, за счёт адиабатич. сжатия плазменного шнура и, по-видимому, в результате турбулентных процессов при развитии *неустойчивостей плазмы* (подробнее см. *Пинч-эффект* и *Плазменный фокус*).

Успешная работа и дальнейшее развитие любой из перечисленных систем возможны только при условии, что исходная плазменная структура оказывается макроскопически устойчивой, сохраняя заданную форму в течение всего времени, необходимого для протекания реакции. Кроме того, в плазме должны быть подавлены те микроскопич. неустойчивости, при возникновении и развитии к-рых распределение частиц по энергиям перестаёт быть равновесным и потоки частиц и тепла поперёк силовых линий резко возрастают по сравнению с их теоретич. значением. Именно в направлении стабилизации плазменных неустойчивостей разного типа развивались осн. исследования магн. систем начиная с 1952, и эта работа ещё полностью не может считаться завершённой.

Сверхбыстродействующие системы УТС с инерциальным удержанием. Трудности, связанные с магн. удержанием плазмы, можно, в принципе, обойти, если «сжигать» термоядерное горючее за чрезвычайно малые времена, когда нагретое вещество не успевает разлететься из зоны реакции. Согласно критерию Лоусона, реализация УТС при таком способе сжигания может быть достигнута лишь при очень высокой плотности рабочего вещества. Чтобы избежать ситуации термоядерного взрыва большой мощности, нужно использовать очень малые порции горючего: исходное термоядерное топливо должно иметь вид небольших крупинок (диам. неск. мм), приготовленных из смеси твёрдого дейтерия и трития, впрыскиваемых в реактор перед каждым его рабочим тактом. Гл. проблема заключается в быстром подведении необходимой энергии для разогрева крупинки горючего. Решение этой проблемы возлагается на применение лазерного излучения (см. *Лазерный термоядерный синтез*) или интенсивных сфокусированных пучков быстрых заряж. частиц. Исследования в области УТС с применением лазерного нагрева были начаты в 1964; использование пучков тяжёлых и лёгких ионов находится на ещё более ранней стадии изучения (см. *Ионный термоядерный синтез*).

Энергия W, к-рую необходимо подводить к крупинке горючего для обеспечения работы установки в реакторном режиме, как следует из простого расчёта, обратно пропорциональна квадрату плотности дейтерий-тритиевого топлива. Оценки показывают, что допустимые значения W получаются лишь в случае резкого, в 10^2—10^3 раз, увеличения плотности термоядерного топлива по сравнению с исходной плотностью твёрдой (d, t)-мишени. Столь высокие степени сжатия, необходимые для получения столь больших плотностей, оказываются достижимыми при испарении поверхностных слоёв симметрично облучаемой мишени и реактивном сжатии её внутр. зон. Для этого подводимая мощность должна быть определённым образом программирована во времени. Др. возможности состоят в программировании радиального распределения плотности вещества и в использовании сложных многооболочечных мишеней. Необходимая энергия оценивается в $\sim 10^6$—10^7 Дж, что лежит в пределах совр. возможностей лазерной техники. К цифрам такого же масштаба приводит анализ систем с ионными пучками.

Трудности и перспективы. Исследования в области УТС сталкиваются с большими трудностями как чисто физ., так и техн. характера. К первым относится уже упомянутая проблема устойчивости горячей плазмы, помещённой в магн. ловушку. Применение сильных магн. полей спец. конфигурации позволило подавить мн. виды макроскопич. неустойчивостей, но окончат. решение вопроса пока отсутствует.

В частности, для интересной и важной системы — токамак — остаётся т. н. проблема «большого срыва», при к-рой плазменный токовый шнур сначала стягивается к оси камеры, затем ток прерывается за неск. мс и на стенки камеры сбрасывается большая энергия. Кроме теплового удара камера испытывает при этом и механич. удар.

Серьёзную трудность представляет также образование пучков быстрых электронов, оторванных от осн. ансамбля электронов плазмы. Эти пучки приводят к сильному возрастанию потоков тепла и частиц поперёк поля. В сверхбыстродействующих системах также наблюдается образование группы быстрых электронов в плазменной короне, окружающей мишень. Эти электроны успевают преждевременно нагреть центральные зоны мишени, препятствуя достижению необходимой степени сжатия и последующего запрограммированного протекания ядерных реакций. Осн. трудность в этих системах — осуществление устойчивого сферически-симметричного сжатия мишеней.

Ещё одна трудность связана с проблемой примесей. Эл.-магн. излучение при используемых значениях n и T плазмы и возможных размерах реактора свободно покидает плазму, но для чисто водородной плазмы эти энергетич. потери, определяемые в осн. тормозным излучением электронов, в случае (d, t)-реакций перекрываются ядерным энерговыделением уже при темп-рах выше $4 \cdot 10^7$ К. Однако даже малая добавка чужеродных атомов с большим Z, к-рые при рассматриваемых темп-рах находятся в сильно ионизованном состоянии, приводят к возрастанию энергетич. потерь выше допустимого уровня. Требуются чрезвычайные усилия (непрерывное совершенствование вакуумных установок, использование тугоплавких и труднораспыляемых веществ, таких, напр., как графит, вольфрам, молибден, в качестве материала диафрагм, применение устройств для улавливания атомов примесей и т. д.), чтобы содержание примесей в плазме оставалось ниже допустимого уровня ($\leqslant 0{,}1\%$). Для инерциальных систем — предотвращение перемешивания вещества сжимающей оболочки с термоядерным топливом на конечных стадиях сжатия.

На рис. 3 указаны параметры, достигнутые на разл. установках к 1994. Как видно, параметры этих систем близки к пороговым значениям. Мало того, на самом большом работающем токамаке JET (Зап. Европа) в ноябре 1991 был впервые осуществлён разрядный импульс на (d, t)-плазме длительностью ок. 2 с. При этом была получена энергия синтеза в управляемых условиях на уровне мощности ~ 1 МВт. Годом позже на установке TFTR была получена энергия ~ 6 МВт. Из экологич. соображений опыты проводились не на равнокомпонентной смеси дейтерия и трития, а с содержанием трития на уровне 10—11%. В эксперименте на TFTR отношение энергии синтеза к затрач. энергии равнялось 0,15 (в пересчёте на равнокомпонентную смесь $\sim 0{,}46$). Успех этих экспериментов отчётливо выдвинул токамак на ведущее место среди установок,

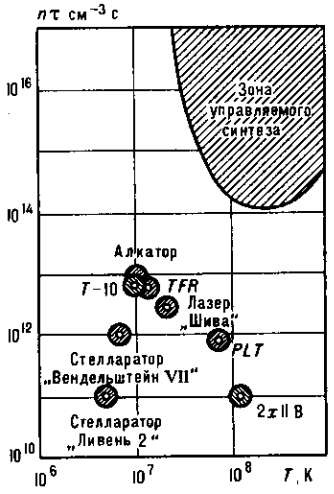


Рис. 3. Параметры, достигнутые на различных установках для изучения проблемы управляемого термоядерного синтеза к 1991. Т-10 — установка токамак Института атомной энергии имени И. В. Курчатова (СССР); PLT — установка токамак Принстонской лаборатории (США); Алкатор — установка токамак Массачусетского технологического института (США); TFR — установка токамак в Фонтене-о-Роз (Франция); 2 ХПВ — открытая ловушка Ливерморской лаборатории (США); лазер «Шива» (Ливерморская лаборатория, США); стелларатор «Ливень» (ФИАН, Москва); стелларатор «Вендельштейн УП» (Гархинг, ФРГ).

разрабатываемых по программе УТС. В связи со сказанным понятно, что в международном проекте ИТЭР, к-рый предполагается осуществить к 2003 и к-рый должен служить эксперим. моделью будущей электростанции с реактором синтеза, предложено использование системы токамак.

Следует, однако, ясно понимать, что путь от работающего реактора до действующей электростанции ещё очень долог. Радиац. активация стенок камеры реактора при работе на топливе, содержащем тритий, исключительно велика. Даже если удастся осуществить стационарную работу реактора в течение длит. времени, механич. стойкость первой стенки камеры в результате радиац. повреждений вряд ли сможет превышать (по оценкам экспертов) 5—6 лет. Это означает необходимость периодич. полного демонтажа установки и последующей новой сборки с помощью дистанционно действующих роботов, т. к. остаточная активность будет измеряться тысячами мегакюри. Глубокое подземное захоронение огромных по размерам деталей установки также окажется неизбежным.

Красивая возможность резкого сокращения радиоактивности работающей системы и остаточной наведённой активности может быть достигнута при работе на топливе с изотопом ^{3}He по реакции $d+{}^3He \rightarrow {}^4He+p$. Энерговыделение сохраняется на прежнем уровне, образование нейтронов будет происходить только за счёт побочных (d, d) реакций. К сожалению, необходимый изотоп ^{3}He пришлось бы привозить с поверхности Луны, где он имеется в значит. концентрациях, тогда как на Земле его содержание ничтожно.

Если говорить о далёких прогнозах, то оптимум, вероятно, следует искать в сочетании солнечной энергетики и УТС. О возможностях, связанных с исключительно интересными, но ещё более отдалёнными перспективами применения процесса мюонного катализа для осуществления УТС, см. в ст. *Мюонный катализ*.

Лит.: Арцимович Л. А., Управляемые термоядерные реакции, 2 изд., М., 1963; Furth H. P., Tokamak research, «Nucl. Fus.», 1975, v. 15, № 3, p. 487; Лукьянов С. Ю., Горячая плазма и управляемый ядерный синтез, М., 1975; Проблемы лазерного термоядерного синтеза. Сб. ст., М., 1976; Итоги науки и техники, сер. Физика плазмы, т. 1—3, М., 1980—82. *С. Ю. Лукьянов.*

УПРОЧНЁНИЕ металлов — повышение сопротивляемости *металлов* и *сплавов* пластич. деформации или разрушению в результате затруднения движения *дислокаций* и их размножения.

УПРУ́ГИЕ ВО́ЛНЫ — упругие возмущения, распространяющиеся в твёрдой, жидкой и газообразных средах, напр. волны, возникающие в земной коре при землетрясениях, звуковые и ультразвуковые волны в жидкостях, газах и твёрдых телах. При распространении У. в. в среде возникают механич. деформации сжатия и сдвига, к-рые переносятся волной из одной точки среды в другую. При этом имеет место перенос энергии упругой деформации в отсутствие потока вещества (исключая особые случаи, напр. *акустические течения*). Всякая гармонич. У. в. характеризуется амплитудой колебат. смещения частиц среды и его направлением, колебат. скоростью частиц, перем. механич. напряжением и деформацией (к-рые в общем случае являются тензорными величинами), частотой колебаний частиц среды, длиной волны, фазовой и групповой скоростями, а также законом распределения смещений и напряжений по фронту волны.

В жидкостях и газах, к-рые обладают упругостью объёма, но не обладают упругостью формы, могут распространяться лишь продольные волны разрежения-сжатия, где колебания частиц среды происходят в направлении распространения волны. Фазовая скорость их $c_l=\sqrt{K/\rho}$, где K — модуль всестороннего сжатия, ρ — плотность среды. Пример таких У. в. — звуковые волны.

В однородной изотропной бесконечно протяжённой твёрдой среде могут распространяться У. в. только двух типов — продольные и сдвиговые. В продольных У. в. движение частиц параллельно направлению распространения волны, а деформация представляет собой комбинацию всестороннего сжатия (растяжения) и чистого сдвига. В *сдвиговых волнах* движение частиц перпендикулярно направлению распространения волны, а деформация является чистым сдвигом. В безграничной среде распространяются продольные и сдвиговые волны трёх типов — плоские, сферические и цилиндрические. Их особенность — независимость фазовой и групповой скоростей от амплитуды и геометрии волны. Фазовая скорость продольных волн в неограниченной твёрдой среде $c_l=\sqrt{(K+4G/3)/\rho}$, сдвиговых волн — $c_t=\sqrt{G/\rho}$ (G — модуль сдвига). Величины c_l и c_t для разных сред колеблются в пределах от сотен до неск. тысяч м/с.

На границе твёрдого полупространства с вакуумом, газом, жидкостью или с др. твёрдым полупространством могут распространяться упругие поверхностные волны (см. *Поверхностные акустические волны*), являющиеся комбинацией неоднородных продольных и сдвиговых волн, амплитуды к-рых экспоненциально убывают при удалении от границы.

В ограниченных твёрдых телах (пластина, стержень), представляющих собой твёрдые *волноводы акустические*, могут распространяться только *нормальные волны*, каждая из к-рых является комбинацией неск. продольных и сдвиговых волн, распространяющихся под острыми углами к оси волновода и удовлетворяющих граничным условиям: отсутствию механич. напряжений на поверхности волновода. Число n нормальных волн в пластине или стержне определяется толщиной или диаметром d, частотой ω и модулями упругости среды. При увеличении ωd число нормальных волн возрастает, и при $\omega d\rightarrow\infty$ $n\rightarrow\infty$. Нормальные волны характеризуются дисперсией фазовой и групповой скоростей.

В бесконечной пластине существуют два типа нормальных волн — *Лэмба волны* и сдвиговые волны. Плоская волна Лэмба характеризуется двумя составляющими смещений, одна из к-рых параллельна направлению распространения волны, другая — перпендикулярна граням пластины. В плоской сдвиговой нормальной волне смещения параллельны граням пластины и одновременно перпендикулярны направлению распространения волны. В цилиндрич. стержнях могут распространяться нормальные волны трёх типов — продольные, изгибные, крутильные.

В анизотропных средах (кристаллах) свойства У. в. зависят от типа кристалла и направления распространения. В частности, чисто продольные и чисто сдвиговые волны могут распространяться только в кристаллах определ. симметрии и по определ. направлениям, как правило, совпадающим с направлением кристаллографич. осей. В общем случае в кристалле по любому направлению всегда распространяются три волны с тремя разл. скоростями: одна квазипродольная и две квазипоперечные, в к-рых преобладают соответственно продольные или поперечные

смещения (см. *Кристаллоакустика*). При распространении У. в. в кристаллах может возникнуть ряд специфич. эффектов, напр. различие в направлениях фазовой и групповой скоростей, усиление ультразвука за счёт акустоэлектронного взаимодействия, дислокац. поглощение.

В любой упругой среде из-за внутр. трения и теплопроводности распространение У. в. сопровождается её поглощением (см. *Поглощение звука*). Если на пути У. в. имеется к.-л. препятствие (отражающая стенка, вакуумная полость и т. д.), то происходит дифракция волн на этом препятствии; простейший случай дифракции — отражение и прохождение У. в. на плоской границе двух полупространств.

В У. в. механич. напряжения пропорц. деформациям (*Гука закон*). Если амплитуда деформации в твёрдом теле превосходит предел упругости материала, в волне появляются пластич. деформации и её наз. *упругопластической волной*. Аналогом таких волн в жидкостях и газах являются волны т. н. конечной амплитуды. Скорость их распространения зависит от величины деформации.

Диапазон частот У. в. простирается от малых долей Гц до 10^{13} Гц. В последнем случае длины У. в. становятся сравнимыми с параметрами кристаллич. решётки.

Область применения упругих волн чрезвычайно широка: низкочастотные упругие волны используются в сейсмологии (для регистрации землетрясений), в сейсморазведке. У. в. килогерцевого диапазона применяются в гидролокации и при исследованиях океана. У. в. ультра- и гиперзвукового диапазонов служат в физике для определения разл. параметров твёрдых, жидких и газообразных сред, применяются в акустоэлектронике, в промышленности для технол. и контрольно-измерит. целей, в медицине и др. областях. См. также *Гиперзвук*, *Ультразвук*.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Теория упругости, 4 изд., М., 1987; Кольский Г., Волны напряжения в твердых телах, пер. с англ., М., 1955; Бергман Л., Ультразвук и его применение в науке и технике, пер. с нем., 2 изд., М., 1957; Бреховских Л. М., Волны в слоистых средах, 2 изд., М., 1973, гл. I; Физическая акустика, под ред. У. Мэзона, пер. с англ., т. 1, ч. А, М., 1966, гл. 1—2, 6; т. 4, ч. А, М., 1969, гл. I; Викторов И. А., Физические основы применения ультразвуковых волн Рэлея и Лэмба в технике, М., 1966. *И. А. Викторов.*

УПРУГООПТИ́ЧЕСКАЯ ПОСТОЯ́ННАЯ (постоянная Поккельса) — величина, характеризующая зависимость показателя преломления материала от упругой деформации. У. п. $p=(\varepsilon_0-\varepsilon)/\varepsilon_0^2 S$, где ε_0 и ε — диэлектрич. проницаемости невозмущённой и возмущённой сред соответственно, S — деформация среды.

УПРУГОПЛАСТИ́ЧЕСКАЯ ВОЛНА́ — волна в деформируемом твёрдом теле, при прохождении к-рой амплитуда деформации превосходит предел упругости вещества и возникают пластич. деформации. Скорость распространения таких волн зависит от величины деформации. В стержне, по к-рому прошла У. в., сохраняются остаточные деформации; по их распределению можно судить о динамич. механич. характеристиках материала.

УПРУ́ГОСТИ ТЕО́РИЯ — раздел *механики*, в к-ром изучаются перемещения, деформации и напряжения, возникающие в покоящихся или движущихся упругих телах под действием нагрузки. У. т. — основа расчётов на прочность, деформируемость и устойчивость в строит. деле, авиа- и ракетостроении, машиностроении, горном деле и др. областях техники и промышленности, а также в физике, сейсмологии, биомеханике и др. науках. Объектами исследования методами У. т. являются разнообразные тела (машины, сооружения, конструкции и их элементы, горные массивы, плотины, геол. структуры, части живого организма и т. п.), находящиеся под действием сил, температурных полей, радиоакт. облучений и др. воздействий. В результате расчётов методами У. т. определяются: допустимые нагрузки, при к-рых в рассчитываемом объекте не возникают напряжения или перемещения, опасные с точки зрения прочности или недопустимые по условиям функционирования; наиб. целесообразные конфигурации и размеры сооружений, конструкций и их деталей; перегрузки, возникающие при динамич. воздействии, напр. при прохождении упругих волн; амплитуды и частоты колебаний конструкций или их частей и возникающие в них динамич. напряжения; усилия, при к-рых рассчитываемый объект теряет устойчивость. Этими расчётами определяются также материалы, наиб. подходящие для изготовления проектируемого объекта, или материалы, к-рыми можно заменить части организма (костные и мышечные ткани, кровеносные сосуды и т. п.). Методы У. т. эффективно используются и для решения нек-рых классов задач *пластичности теории* (в методе последоват. приближений).

Законы упругости, имеющие место для большинства материалов, по крайней мере, при малых (а иногда и больших) деформациях, отражают взаимно однозначные зависимости между текущими (мгновенными) значениями напряжений и деформаций. Осн. физ. закон У. т. — обобщённый *Гука закон*, согласно к-рому напряжения линейно зависят от деформаций. Для изотропных материалов эти зависимости имеют вид

$$\sigma_{11}=3\lambda\varepsilon+2\mu\varepsilon_{11},\quad \sigma_{22}=3\lambda\varepsilon+2\mu\varepsilon_{22},$$
$$\sigma_{33}=3\lambda\varepsilon+2\mu\varepsilon_{33},\qquad (1)$$
$$\sigma_{12}=2\mu\varepsilon_{12},\quad \sigma_{23}=2\mu\varepsilon_{23},\quad \sigma_{31}=2\mu\varepsilon_{31},$$

где $\varepsilon=(1/3)(\varepsilon_{11}+\varepsilon_{22}+\varepsilon_{33})$ — ср. (гидростатич.) деформация, λ и μ — постоянные Ламе. Т. о., упругие свойства изотропного материала характеризуются двумя постоянными λ и μ или к.-н. выраженными через них двумя *модулями упругости*.

Равенство (1) можно также представить в виде

$$\sigma_{11}-\sigma=2\mu(\varepsilon_{11}-\varepsilon),\ \ldots,$$
$$\sigma_{12}=2\mu\varepsilon_{12},\ \ldots,\ \sigma=3K\varepsilon,\qquad (2)$$

где $\sigma=(1/3)(\sigma_{11}+\sigma_{22}+\sigma_{33})$ — ср. (гидростатич.) напряжение, K — модуль объёмной упругости.

Для нелинейного упругого изотропного материала в равенстве (2) всюду вместо μ входит коэф. $\Phi(\varepsilon_u)/3\varepsilon_u$, а соотношение $\sigma=3K\varepsilon$ заменяется равенством $\sigma=f(\varepsilon)$, где величина ε_u наз. интенсивностью деформации, а ф-ции Φ и f, универсальные для данного материала, определяются из опытов. Когда $\Phi(\varepsilon_u)$ достигает нек-рого критич. значения, возникают пластич. деформации.

Матем. задача У. т. при равновесии состоит в том, чтобы, зная действующие внеш. силы (нагрузки) и т. н. граничные условия, определить в любой точке тела значения компонентов тензоров напряжений и деформаций, а также компоненты u_x, u_y, u_z вектора перемещения частицы тела, т. е. определить эти 15 величин в виде ф-ций от координат x, y, z точек тела. Исходными для решения этой задачи являются дифференц. ур-ния равновесия:

$$\frac{\partial\sigma_{11}}{\partial x}+\frac{\partial\sigma_{12}}{\partial y}+\frac{\partial\sigma_{13}}{\partial z}+\rho X=0,$$
$$\frac{\partial\sigma_{21}}{\partial x}+\frac{\partial\sigma_{22}}{\partial y}+\frac{\partial\sigma_{23}}{\partial z}+\rho Y=0,\qquad (3)$$
$$\frac{\partial\sigma_{31}}{\partial x}+\frac{\partial\sigma_{32}}{\partial y}+\frac{\partial\sigma_{33}}{\partial z}+\rho Z=0,$$

где ρ — плотность материала, X, Y, Z — проекции на координатные оси действующей на каждую частицу тела массовой силы (напр., силы тяжести), отнесённой к массе этой частицы.

К трём ур-ниям равновесия присоединяются 6 равенств (1) в случае изотропного тела и ещё 6 равенств вида

$$\varepsilon_{11}=\frac{\partial u_x}{\partial x},\ \ldots,\ 2\varepsilon_{xy}=\frac{\partial u_x}{\partial y}+\frac{\partial u_y}{\partial x},\ \ldots,\qquad (4)$$

устанавливающих зависимости между компонентами деформаций и перемещений.

Когда на часть S_1 граничной поверхности тела действуют заданные поверхностные силы (напр., силы контактного взаимодействия), проекции к-рых, отнесённые к единице площади, равны F_x, F_y, F_z, а для части S_2 этой поверхности заданы перемещения её точек φ_x, φ_y, φ_z, граничные условия имеют вид

$$\sigma_{11}l_1+\sigma_{12}l_2+\sigma_{13}l_3=F_x,$$
$$\sigma_{21}l_1+\sigma_{22}l_2+\sigma_{23}l_3=F_y, \qquad (5)$$
$$\sigma_{31}l_1+\sigma_{32}l_2+\sigma_{33}l_3=F_z;$$
$$u_x=\varphi_x, \quad u_y=\varphi_y, \quad u_z=\varphi_z, \qquad (6)$$

где l_1, l_2, l_3 — косинусы углов между нормалью к поверхности и координатными осями. Первые условия означают, что искомые напряжения должны удовлетворять на границе S_1 трём равенствам (5), а вторые — что искомые перемещения должны удовлетворять на границе S_2 равенствам (6); в частном случае может быть $\varphi_x=\varphi_y=\varphi_z=0$ (часть S_2 поверхности жёстко закреплена). Напр., в задаче о равновесии плотины массовая сила — сила тяжести, поверхность S_2 подошвы плотины неподвижна, на остальную поверхность S_1 действуют силы напора воды, давления разл. надстроек, транспортных средств и т. д.

В общем случае поставленная задача представляет собой пространственную задачу У. т., решение к-рой трудно осуществимо. Точные аналитические решения имеются лишь для нек-рых частных задач: об изгибе и кручении бруса, о контактном взаимодействии двух тел, о концентрации напряжений, о действии силы на вершину конич. тела и др. Так как ур-ния У. т. являются линейными, то решение задачи о совместном действии двух систем сил получается путём суммирования решений для каждой из систем сил, действующих раздельно (принцип суперпозиции). В частности, если для к.-н. тела найдено решение при действии сосредоточенной силы в к.-л. произвольной точке тела, то решение задачи при произвольном распределении нагрузок получается путём суммирования (интегрирования). Такие решения получены лишь для небольшого числа тел (неограниченное пространство, полупространство, ограниченное плоскостью, и нек-рые др.). Предложен ряд аналитич. методов решения пространственной задачи У. т.: вариац. методы (Ритца, Бубнова — Галёркина, Кастильяно и др.), метод упругих потенциалов, метод Бетти и др. Интенсивно разрабатываются численные методы (конечно-разностные, метод конечных элементов и др.). Разработка общих методов решений пространственной задачи У. т. — одна из наиб. актуальных проблем У. т.

При решении плоских задач У. т. (когда один из компонентов перемещения равен нулю, а два других зависят только от двух координат) широкое применение находят методы теории ф-ций комплексного переменного. Для стержней, пластин и оболочек, часто используемых в технике, найдены приближённые решения многих практически важных задач на основе нек-рых упрощающих предположений. Применительно к этим объектам интерес представляют задачи об устойчивости равновесия (см. *Устойчивость движения*).

В задаче термоупругости определяются напряжения и деформации, возникающие вследствие неоднородного распределения темп-ры в теле. При матем. постановке этой задачи в правую часть первых трёх ур-ний (1) добавляется член $-(3\lambda+2\mu)\alpha T$, где α — коэф. линейного температурного расширения, $T(x_1, x_2, x_3)$ — заданное поле темп-ры. Аналогичным образом строится теория электромагнитоупругости и упругости тел, подвергаемых облучению.

Большой практич. интерес представляют задачи У. т. для неоднородных тел. В этих задачах коэф. λ и μ в ур-ниях (1) являются не константами, а ф-циями координат, определяющими поле упругих свойств тела, к-рое иногда задают статистически (в виде нек-рых ф-ций распределения). Применительно к этим задачам разрабатываются статистич. методы У. т., отражающие статистич. природу свойств поликристаллич. тел и нагрузок.

В динамич. задачах У. т. искомые величины — ф-ции координат и времени. Исходными для матем. решения этих задач являются дифференц. ур-ния движения, отличающиеся от ур-ний (3) тем, что правые части вместо нуля содержат инерц. члены $\rho\partial^2u_x/\partial t^2$ и т. д. К исходным ур-ниям должны также присоединиться ур-ния (1), (4) и, кроме граничных условий (5), (6), ещё задаваться нач. условия, определяющие, напр., распределение перемещений и скоростей частиц тела в нач. момент времени. К этому типу относятся задачи о колебаниях конструкций и сооружений, в к-рых могут определяться формы колебаний и их возможные смены, амплитуды колебаний и их нарастание или убывание во времени, резонансные режимы, динамич. напряжения, методы возбуждения и гашения колебаний и др., а также задачи о распространении упругих волн (сейсмич. волны и их воздействие на конструкции и сооружения; волны, возникающие при взрывах и ударах; термоупругие волны и т. д.).

Одними из совр. проблем У. т. являются матем. постановка задач и разработка методов их решения при конечных (больших) упругих деформациях.

Эксперим. методы У. т. (метод многоточечного тензометрирования, *поляризационно-оптический метод* исследования напряжений, метод муаров и др.) позволяют в нек-рых случаях непосредственно определить распределение напряжений и деформаций в исследуемом объекте или на его поверхности. Эти методы используются также для контроля решений, полученных аналитич. и численным методами, особенно когда решения найдены при к.-н. упрощающих допущениях. Иногда эффективными оказываются экспериментально-теоретич. методы, в к-рых частичная информация об искомых ф-циях получается из опытов.

Лит.: Ляв А. (Лав), Математическая теория упругости, пер. с англ., М.—Л., 1935; Стретт Дж. В. (лорд Рэлей), Теория звука, пер. с англ., 2 изд., т. 1—2, М., 1955; Боли Б., Уэйнер Дж., Теория температурных напряжений, пер. с англ., М., 1964; Трехмерные задачи математической теории упругости и термоупругости, под ред. В. Д. Купрадзе, 2 изд., М., 1976; Тимошенко С. П., Гудьер Дж., Теория упругости, пер. с англ., 2 изд., М., 1979; Хан Х., Теория упругости. Основы линейной теории и её применение, пер. с нем., М., 1988. *А. А. Ильюшин, В. С. Ленский.*

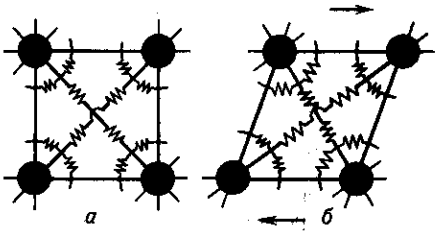
УПРУ́ГОСТЬ — свойство тел изменять форму и размеры под действием нагрузок и самопроизвольно восстанавливать исходную конфигурацию при прекращении внеш. воздействий.

Количественно У. выражается в том, что компоненты тензора напряжений (см. *Напряжение механическое*) в изотермич. условиях являются ф-циями компонентов тензора деформации (см. *Деформация*), к-рые универсальны для данного материала и не зависят от того, в каком порядке происходит изменение разл. компонентов деформации до достижения ими рассматриваемых значений. В большинстве материалов (напр., в металлах, керамике, горных породах, древесине) при малых деформациях зависимости между напряжениями и деформациями можно считать линейными и описывать обобщённым *Гука законом*. Законам нелинейной У. можно придать форму, подобную обобщённому закону Гука, заменив модули упругости нек-рыми универсальными ф-циями (см. *Упругости теория*).

У. тел обусловлена силами взаимодействия атомов, из к-рых они построены. В твёрдых телах при темп-ре абс. нуля в отсутствие внеш. напряжений атомы занимают равновесные положения, в к-рых сумма всех сил, действующих на каждый атом со стороны остальных, равна нулю, а потенц. энергия атома минимальна. Кроме сил притяжения и отталкивания, зависящих только от расстояния между атомами (центральные силы), в многоатомных молекулах и макроскопич. телах действуют также нецентральные силы, зависящие от т. н. валентных углов между прямыми, соединяющими данный атом с его разл. соседями (рис.). При равновесных значениях валентных углов нецентральные силы также уравновешены. Энергия макроскопич. тела зависит от межатомных расстояний и валентных углов, принимая мин. значение при равновесных значениях этих параметров.

Под действием внеш. напряжений атомы смещаются из своих равновесных положений, что сопровождается увеличением потенц. энергии тела на величину, равную работе внеш. напряжений по изменению объёма и формы тела. После снятия внеш. напряжений конфигурация упруго деформир. тела с неравновесными межатомными расстояниями и валентными углами оказывается неустойчивой и са-

мопроизвольно возвращается в равновесное состояние. Запасённая в теле избыточная потенц. энергия превращается в энергию колеблющихся атомов, т.е. в теплоту. Пока отклонения межатомных расстояний и валентных углов от их равновесных значений малы, они пропорц. действующим между атомами силам, подобно тому, как удлинение или сжатие пружины пропорц. приложенной силе. Поэтому тело можно представить как совокупность атомов-шариков, соединённых пружинами, ориентация к-рых фиксирована др. пружинами (рис.). Константы упругости этих пружин определяют модули упругости материала.



Шариковая модель элементарной ячейки кубического кристалла: *а* — в равновесии в отсутствие внешних сил; *б* — под действием внешнего касательного напряжения.

В жидкости тепловые колебания имеют амплитуду, сравнимую с равновесным межатомным расстоянием, вследствие чего атомы легко меняют своих соседей и не сопротивляются касат. напряжениям, если они прикладываются со скоростью, значительно меньшей скорости тепловых колебаний. Поэтому жидкости (как и газы) не обладают упругостью формы, а только объёма: уменьшение объёма пропорц. приложенному давлению.

В газообразном состоянии ср. расстояния между атомами или молекулами значительно больше, чем в конденсированном. Упругость газов (паров) определяется тепловым движением молекул, ударяющихся о стенки сосуда, ограничивающего объём газа.

Лит.: Френкель Я. И., Введение в теорию металлов, 4 изд., Л., 1972, гл. 2; Фейнман Р., Лейтон Р., Сэндс М., Феймановские лекции по физике, 2 изд., [в.] 7, М., 1977, гл. 38—39; Смирнов А. А., Молекулярно-кинетическая теория металлов, М., 1966, гл. 2. *А. Н. Орлов.*

УРАВНЕ́НИЕ СОСТОЯ́НИЯ — уравнение, к-рое связывает давление p, объём V и абс. темп-ру T физически однородной системы в состоянии термодинамического равновесия: $f(p, V, T)=0$. Это ур-ние наз. термическим У. с., в отличие от калорического У. с., определяющего внутр. энергию U системы как ф-цию к.-л. двух из трёх параметров p, V, T. Термическое У. с. позволяет выразить давление через объём и темп-ру, $p=p(V, T)$, и определить элементарную работу $\delta A=p\delta V$ при бесконечно малом расширении системы δV. У. с. является необходимым дополнением к термодинамич. законам, к-рое делает возможным их применение к реальным веществам. Оно не может быть выведено с помощью одних только законов термодинамики, а определяется из опыта или рассчитывается теоретически на основе представлений о строении вещества методами статистич. физики. Из *первого начала термодинамики* следует лишь существование калорич. У. с., а из *второго начала термодинамики* — связь между калорическим и термическим У. с.:

$$(\partial U/\partial V)_T=T(\partial p/\partial T)_V-p,$$

из к-рой следует, что для идеального газа внутр. энергия не зависит от объёма: $(\partial U/\partial V)_T=0$.

Для вычисления как термического, так и калорического У. с. достаточно знать любой из *потенциалов термодинамических* в виде ф-ции своих параметров. Напр., если известна *Гельмгольца энергия* (свободная энергия) F как ф-ция T и V, то У. с. находится дифференцированием:

$$p=-\left(\frac{\partial F}{\partial V}\right)_T,\quad U=-T^2\frac{\partial}{\partial T}\left(\frac{F}{T}\right)_V.$$

Примерами У. с. для газов могут служить *Клапейрона уравнение* для идеального газа: $pv=RT$, где v — объём одного моля газа; *Ван-дер-Ваальса уравнение*:

$$\left(p+\frac{a}{v^2}\right)(v-b)=RT,$$

где a и b — постоянные, зависящие от природы газа и учитывающие влияние сил межмолекулярного притяжения и конечность объёма молекул; вириальное У. с. для неидеального газа:

$$pv/RT=1+B(T)/v+C(T)/v^2+\ldots,$$

где $B(T)$, $C(T)$, ... — 2-й, 3-й и т. д. вириальные коэф., зависящие от сил межмолекулярного взаимодействия. Вириальное У. с. позволяет объяснить многочисл. эксперим. результаты на основе простых моделей *межмолекулярного взаимодействия* в газах. Предложены также разл. эмпирич. У. с., основанные на эксперим. данных о теплоёмкости и сжимаемости газов. У. с. неидеальных газов указывают на существование критич. точки (с параметрами $p_к$, $V_к$, $T_к$), в к-рой газообразная и жидкая фазы становятся идентичными. Если У. с. представить в виде приведённого У. с., то есть в безразмерных переменных $p/p_к$, $V/V_к$, $T/T_к$, то при не слишком низких темп-рах это ур-ние мало меняется для разл. веществ (закон соответственных состояний).

Для жидкостей из-за сложности учёта всех особенностей межмолекулярного взаимодействия пока не удалось получить общее теоретическое У. с. Ур-ние Ван-дер-Ваальса и его модификации, хотя и применяют для качеств. оценки поведения жидкостей, но по существу оно неприменимо ниже критич. точки, когда возможно сосуществование жидкой и газообразной фаз. У. с., хорошо описывающее свойства ряда простых жидкостей, можно получить из приближённых теорий жидкости. Зная распределение вероятностей взаимного расположения молекул (парной корреляц. ф-ции; см. *Жидкость*), можно в принципе вычислить У. с. жидкости, однако эта задача сложна и полностью не решена даже с помощью ЭВМ.

Для получения У. с. твёрдых тел используют теорию *колебаний кристаллической решётки*, однако универсальное У. с. для твёрдых тел не получено.

Для равновесного излучения (фотонного газа) У. с. определяется *Планка законом излучения*.

Для магн. сред элементарная работа при намагничивании равна

$$\delta A=-\boldsymbol{H}\delta\boldsymbol{M},$$

где $\boldsymbol{M}$ — магн. момент вещества, $\boldsymbol{H}$ — напряжённость магн. поля. Следовательно, зависимость $\boldsymbol{M}=\boldsymbol{M}(\boldsymbol{H}, T)$ представляет собой магнитное У. с. Для диэлектриков элементарная работа $\delta A=-\boldsymbol{E}\delta\boldsymbol{P}$, где $\boldsymbol{P}$ — поляризация, $\boldsymbol{E}$ — напряжённость электрич. поля, и У. с. имеет вид $\boldsymbol{P}=\boldsymbol{P}(\boldsymbol{E}, T)$.

Лит.: Майер Дж., Гепперт-Майер М., Статистическая механика, пер. с англ., 2 изд., М., 1980; Рид Р., Праусниц Дж., Шервуд Т., Свойства газов и жидкостей, пер. с англ., 3 изд., Л., 1982; Мейсон Э., Сперлинг Т., Вириальное уравнение состояния, пер. с англ., М., 1972; Исихара А., Статистическая физика, пер. с англ., М., 1973; Ашкрофт Н., Мермин Н., Физика твердого тела, пер. с англ., т. 1—2, М., 1979. *Д. Н. Зубарев.*

УРА́Н (лат. Uranium), U, — радиоакт. хим. элемент III группы периодич. системы элементов, ат. н. 92, ат. масса 238,0289; относится к *актиноидам*. В природе представлен тремя α-радиоакт. изотопами: ^{234}U (0,0055%, $T_{1/2}=2{,}454\cdot10^5$ лет); ^{235}U (0,7200%, $T_{1/2}=7{,}0378\cdot10^8$ лет); ^{238}U (99,2745%, $T_{1/2}=4{,}468\cdot10^9$ лет). Содержание ^{235}U в разл. урановых рудах колеблется более чем на 0,1% (ср. содержание ^{235}U среди изотопов U считали ранее, а иногда считают и ныне равным 0,711%). Ядра ^{234}U и ^{235}U делятся при захвате как тепловых, так и быстрых нейтронов, а ядра ^{238}U способны к делению только при захвате нейтронов с энергией более 1 МэВ. При захвате нейтронов с меньшей энергией ядра ^{238}U превращаются сначала в ядра ^{239}U, к-рые далее испытывают β-распад и последовательно превращаются в ^{239}Np и ^{239}Pu (этот процесс осуществляется

в т. н. бридерных ядерных реакторах). Эфф. сечения захвата тепловых нейтронов ядер ^{234}U, ^{235}U и ^{238}U равны $98 \cdot 10^{-28}$; $683 \cdot 10^{-28}$ и $2{,}7 \cdot (10^{-28})$ м^2 соответственно. Электронная конфигурация внешних оболочек $5s^2p^6d^{10}f^56s^2p^6d^17s^2$. Энергии последоват. ионизации равны (эВ): 6,19; 11,6; 19,8; 36,7. Кристаллохим. радиус атома U 153 пм, радиус ионов U^{3+} и U^{4+} составляет 104 и 89 пм. Значение электроотрицательности 1,1—1,2. Работа выхода электрона 3,3 эВ.

В свободном виде У.— серебристо-серый металл. Существует в трёх модификациях: ниже 667,7 °С устойчива ромбич. модификация (α-U), параметры решётки к-рой $a=285$, $b=587$, $c=496$ пм; в интервале от 667,7 °С до 774 °С — тетрагональная модификация (β-U); при темп-рах от 774 °С до $t_{пл}=1134$ °С (по др. данным, 1132,3 °С) — модификация с кубической объёмноцентрир. решёткой (γ-U). Плотн. α-U 19,05 кг/дм^3 (при 298 К), эксперим. плотность У. при комнатной темп-ре 18,7—19,0 кг/дм^3. Температурный коэф. линейного расширения поликристаллического α-U при 13—423 К $10{,}7 \cdot 10^{-6}$, при 423—923 К $19{,}2 \cdot 10^{-6}$, при 933—1043 К $10{,}9 \cdot 10^{-6}$, при 1053—1383 К $19{,}4 \cdot 10^{-6}$. $t_{кип}$ ок. 4200 °С, теплота плавления 9,3 кДж/моль, теплота испарения 494 кДж/моль, теплоёмкость $c_p=27{,}6$ Дж/(моль·К). Характеристич. темп-ра Дебая $\Theta_Д=200$ К, темп-ра перехода в сверхпроводящее состояние 0,68 К. Уран слабо парамагнитен, магн. восприимчивость α-U при 293 К $1{,}72 \cdot 10^{-9}$. При 293 К уд. электрич. сопротивление 0,264—0,295 мкОм·м, температурный коэф. электрич. сопротивления $3{,}40 \cdot 10^{-3}$ К$^{-1}$ (при 293 К). Тв. по Виккерсу α-U при комнатной темп-ре 1960—2160 МПа, при 600 °С снижается до 100—140 МПа. Для поликристаллич. У. модуль нормальной упругости 199 ГПа, модуль сдвига 82,2 ГПа.

В хим. соединениях У. проявляет степени окисления от +3 до +6 (наиб. устойчива). С кислородом У. образует ряд соединений: UO_2, U_3O_7, U_3O_8 и др. В растворах устойчив уранил-ион UO_2^{2+}, содержащий уран в степени окисления +6. Из соединений важное значение имеет легколетучий фторид UF_6, темп-ра сублимации к-рого 56,4 °С. Это соединение используют при разделении изотопов ^{235}U и ^{238}U.

У. применяют в ядерных реакторах и ядерном оружии. Критич. масса ^{235}U составляет от 1—2 кг (в растворе) до 50—60 кг. Находит использование и обеднённый ^{235}U уран-238 как защитный материал при поглощении рентг. и γ-излучения и для др. целей. *С. С. Бердоносов.*

УРАН — седьмая по порядку от Солнца большая планета Солнечной системы. Ср. расстояние от Солнца 19,182 а. е. (2870 млн. км), эксцентриситет орбиты 0,0472: наклон плоскости орбиты к эклиптике (см. *Координаты астрономические*) 0° 46,4′. Период обращения У. вокруг Солнца 84,014 года. Ср. скорость движения по орбите 6,8 км/с. Радиус У. 25400 км (3,98 земного), сжатие 1/17, масса $8{,}65 \cdot 10^{25}$ кг (14,42 земной), ср. плотн. 1260 кг/м^3, ускорение свободного падения на экваторе (за вычетом центробежного ускорения, равного 0,6 м/с^2) близко к земному (9,8 м/с^2), первая космич. скорость на У. 15,6 км/с, вторая — 22 км/с. Период вращения У. вокруг своей оси 17 ч 14,4 мин. Экватор планеты наклонён к плоскости орбиты на 98°, т. е. ось вращения почти совпадает с плоскостью эклиптики, направление вращения обратное. Поскольку орбиты спутников и колец У. лежат почти в его экваториальной плоскости, то вся система У. как бы «лежит на боку». Достаточно убедительной теории, объясняющей причину столь необычного расположения, пока не существует.

У. находится на пределе видимости простым глазом и был первой планетой, открытой при помощи телескопа [У. Гершель (W. Herschel), 1781]. Детали на диске планеты при оптич. наблюдениях уверенно не различаются, в т. ч. и на телевизионных изображениях, полученных при пролёте «Вояджера-2».

Относит. содержание соединений водорода с углеродом и азотом (CH_4 и NH_3) на У. и Нептуне значит. больше, чем на Юпитере и Сатурне. Наряду с водой эти соединения (водно-аммиачные и метановые «льды») образуют протяжённую мантию У. Согласно моделям внутр. строения (см. в ст. *Планеты и спутники*), у планеты есть также внутр. ядро, образованное тяжёлой компонентой (кремний и металлы в соединении с кислородом), и относительно небольшая внеш. оболочка, состоящая из молекулярного водорода с примесью гелия. Твёрдой поверхности У. не имеет. Темп-ра и давление в центре планеты оцениваются соответственно значениями 10000—12000 К и 500—600 ГПа. При этих и ещё меньших значениях в мантии не достигаются условия для перехода водорода в металлич. состояние, подобно тому как это имеет место на Юпитере.

Осн. компоненты самой внеш. части газовой оболочки У.— атмосферы — водород, гелий и метан (относит. содержания соответственно 84, 14 и 2%). Относит. содержание гелия немного больше, чем на Юпитере, и примерно соответствует солнечному, углерода значительно больше. Большое содержание метана (до 0,3%), сильно поглощающего в красной части спектра, придаёт диску У. характерную зеленоватую окраску. Из других более тяжёлых углеводородов уверенно отождествлены ацетилен и этан; содержание ацетилена не превышает 0,01%, а этана $\sim 3 \cdot 10^{-6}$%. В спектре планеты присутствует также ряд неотождествлённых линий.

Солнечная постоянная (интегральный поток солнечного излучения, проходящий через перпендикулярную солнечным лучам площадку единичной площади на ср. расстоянии планеты от Солнца) на У. 3,7 Вт/м^2, интегральное сферич. альбедо 0,4, эфф. темп-ра 55 К. Эта темп-ра практически соответствует условиям теплового равновесия для получаемой У. величины солнечной энергии. Т. о., в отличие от других планет-гигантов (Юпитер, Сатурн, Нептун), на У. вклад внутр. источника тепла незначителен, конвективный теплоперенос из недр неэффективен. Этот вывод подкрепляется и отсутствием заметного роста яркостной темп-ры в сантиметровом диапазоне с увеличением длины волны, что свидетельствует об отсутствии устойчивого возрастания темп-ры по мере проникновения в более глубокие атм. слои.

Вследствие уникального положения оси вращения сезонные изменения на У., происходящие с периодом 84 года, включают полное облучение одного из полюсов в солнцестояние и экватора в равноденствие. Однако на характер планетарной циркуляции осн. влияние оказывает собств. вращение планеты, вследствие чего на диске выявляется очень слабая полосчатая структура вблизи экваториальной плоскости на уровне видимых облаков. Низкая темп-ра атмосферы на этом уровне (−218 °С) свидетельствует о том, что облака состоят из конденсир. аммиака. Метан также конденсируется в этой части атмосферы, но наблюдается лишь в виде надоблачной слабой дымки, более плотной вблизи полюсов. У. обладает магн. полем, ср. напряжённость к-рого (приведённая к поверхности ср. радиуса) составляет 0,25 Гс. Ось магн. диполя отклонена от оси вращения на 55° и, кроме того, смещена от центра планеты на одну треть планетного радиуса. В результате магн. поле в зависимости от точки измерения на планете изменяется от 0,1 до 1,1 Гс. Особенности в расположении и ориентации магн. диполя относительно оси вращения создают уникальные эффекты в структуре магнитосферы и её взаимодействии с солнечной плазмой. Магнитосфера в осн. образована протонами и электронами, диссипирующими из атмосферы планеты и захваченными магн. полем (см. также *Магнитосферы планет*).

При пролёте «Вояджера-2» у У. кроме ранее известных 6 спутников открыто ещё 9. Ранее известные спутники (по мере удаления от планеты; в скобках указаны их радиусы): Миранда (243 км), Ариэль (580 км), Умбриэль (595 км), Титания (805 км), Оберон (775 км); 6-й спутник, расположенный внутри орбиты Миранды и открытый в 1985,— Пэк (85 км). Новые спутники, расположенные ещё ближе к планете и находящиеся в резонансном взаимодействии с кольцами У. (также по мере возрастания радиального состояния): Корделия (20 км), Офелия (25 км), Бианка (25 км), Крессида (30 км), Дездемона (30 км), Джульетта (40 км), Порция (40 км), Розалинда (30 км), Белинда

(30 км). Плоскости орбит всех спутников очень близки между собой и к плоскости экватора У.

В 1977—81 по наблюдениям затмений звёзд при покрытии их планетой открыто 9 колец У. (6, 5, 4, α, β, η, γ, δ, ε). В 1986 при пролёте «Вояджера-2» открыто 10-е кольцо, получившее обозначение 1986 U1R. Позднее были найдены свидетельства существования ещё одного, очень слабо различимого 11-го кольца. Кольца У. подобны кольцам Сатурна, но ширина их гораздо меньше: самое узкое ~1 км, а наиболее широкое имеет (из-за влияния близлежащих спутников) переменную ширину от 22 до 93 км. Кроме того, в отличие от колец Сатурна, кольца У. обладают крайне низкой отражат. способностью, что скорее сближает их по строению с кольцами Юпитера. Поэтому можно предполагать, что слагающие их частицы не ледяные и отличаются от материала поверхностей спутников. Все кольца лежат в плоскости, почти совпадающей с экватором У.; из них η, γ, δ — практически круговые, у остальных колец есть заметный эксцентриситет (порядка 0,001; у ε 0,007). Скорость прецессии периапсиса (ближайшей к планете точки) колец от 1° до 3° в день. Радиусы колец и их ширина (указана в скобках):

$R_6 = 41850$ км (1—3 км);	$R_5 = 42240$ км (2—3 км);
$R_4 = 42580$ км (2 км);	$R_\alpha = 44730$ км (8—11 км);
$R_\beta = 45670$ км (7—11 км);	$R_\eta = 47180$ км (2 км);
$R_\gamma = 47630$ км (1—4 км);	$R_\delta = 48310$ км (3—9 км);
$R_{1986U1R} = 50040$ км (1—2 км);	$R_\varepsilon = 51160$ км (22—93 км).

Лит.: Гребеников Е. А., Рябов Ю. А., Поиски и открытия планет, 2 изд., М., 1984; Жарков В. Н., Внутреннее строение Земли и планет, 2 изд., М., 1983; Маров М. Я., Планеты Солнечной системы, 2 изд., М., 1986. *М. Я. Маров.*

У́РБАХА ПРА́ВИЛО — экспоненциальная частотная зависимость коэф. поглощения света α в нек-рых твёрдых телах вблизи края оптич. поглощения, т. е. в области частот $\omega < \mathscr{E}_g/\hbar$, где ω — частота света, $\mathscr{E}_g$ — ширина запрещённой зоны. У. п. имеет вид

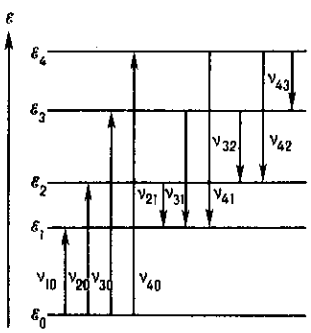
$$\alpha = \alpha_0 \exp\left[\frac{-\gamma(\mathscr{E}_g - \hbar\omega)}{kT}\right]. \qquad (*)$$

Здесь T — абс. темп-ра выше нек-рого критич. значения T_0; γ — постоянная, α_0 — медленно меняющаяся ф-ция частоты.

В большинстве кристаллов вблизи края оптич. поглощения имеет место степенна́я зависимость коэф. поглощения света от частоты (см. *Спектры кристаллов*). Экспоненц. зависимость $\alpha(\omega)$ была найдена эмпирически при исследовании поглощения света в *ионных кристаллах*. У. п. обусловлено взаимодействием электронов с *фононами*. Чтобы совершить межзонный переход, электрон должен получить энергию $\mathscr{E} > \mathscr{E}_g$; её часть, равную $\hbar\omega$, электрон получает непосредственно от фотона, а дефицит $\mathscr{E}_g - \hbar\omega$ покрывается фононами. При этом правая часть соотношения (*) приближённо воспроизводит вероятность многофононного перехода. Соотношение (*) выполняется и в *сильнолегированных полупроводниках*, но лишь при достаточно высокой темп-ре (в GaAs при $T \geqslant 100$ К). При низких темп-рах α перестаёт зависеть от T. Вместо этого она становится зависящей от концентрации примесей, возрастая вместе с ней. В этом случае имеет место аналог *Келдыша — Франца эффекта*, при к-ром сдвиг края поглощения происходит под действием не внеш. электрич. поля, а пространственно неоднородного случайного поля примесей. Последнее приводит к появлению экспоненц. «хвостов» плотности состояний в запрещённой зоне. У. п. описывает также поглощение света в аморфных полупроводниках.

Лит.: Бонч-Бруевич В. Л., Калашников С. Г., Физика полупроводников, М., 1990. *Э. М. Эпштейн.*

У́РОВНИ ЭНЕ́РГИИ — возможные значения энергии квантовых систем (атомов, молекул, кристаллов атомных ядер и т. д.), состоящих из микрочастиц и подчиняющихся законам *квантовой механики*. Внутр. энергия квантовых систем может принимать только определ. дискретные значения: $\mathscr{E}_0$, $\mathscr{E}_1$, $\mathscr{E}_2$, ..., ($\mathscr{E}_0 < \mathscr{E}_1 < \mathscr{E}_2$...), соответствующие устойчивым (стационарным) состояниям системы. Графически эти состояния можно изобразить по аналогии с потенц. энергией тела, поднятого на разл. высоты (уровни), в виде диаграммы У. э. (рис.). Каждому значению энергии соответствует горизонтальная линия, проведённая (в определ. масштабе) на высоте $\mathscr{E}_i$ ($i = 0, 1, 2, ...$). Совокупность У. э. рассматриваемой квантовой системы образует её энергетический спектр. Ниж. уровень $\mathscr{E}_0$, соответствующий наим. возможной энергии системы, наз. основным, все остальные — $\mathscr{E}_1$, $\mathscr{E}_2$, ... — возбуждёнными, т. к. для перехода из них необходимо возбудить систему — сообщить ей энергию.



Квантовые переходы между У. э. обозначают на диаграммах вертикальными (или наклонными) прямыми, соединяющими соответствующие пары У. э. На рис. показаны излучат. переходы с частотами ν_{ik}, удовлетворяющими условию частот: $h\nu_{ik} = \mathscr{E}_i - \mathscr{E}_k$; безызлучат. переходы часто обозначаются волнистыми линиями. Направление перехода указывают стрелкой: стрелка, направленная вниз, соответствует процессу испускания фотона, стрелка в обратном направлении — процессу поглощения фотона с энергией $h\nu_{ik}$. Дискретному энергетич. спектру соответствуют дискретные спектры поглощения и испускания (см. *Спектры оптические*).

Для квантовой системы, имеющей в определ. диапазонах значений энергии непрерывный энергетич. спектр, диаграмма выглядит в виде непрерывных последовательностей У. э. в соответствующих диапазонах. Напр., для атома H такая непрерывная последовательность имеет место при $\mathscr{E} > \mathscr{E}_\infty$, где $\mathscr{E}_\infty$ — граница ионизации (рис. 1, *б* к ст. *Атом*), а для электрона в кристалле получается чередование разрешённых и запрещённых энергетич. зон (см. *Диэлектрики, Полупроводники*). При излучательных квантовых переходах между дискретными У. э. и У. э., относящимися к непрерывной последовательности, а также между непрерывными последовательностями У. э. получаются сплошные спектры поглощения и испускания.

Важной характеристикой У. э. являются их ширины (Г), связанные с *временем жизни* (τ) квантовой системы на уровне: $\Gamma = 1/\tau$. У. э. тем у́же, чем больше время жизни, в согласии с *неопределённостей соотношением* для энергии и времени (см. *Ширина уровня*).

При рассмотрении У. э. квантовых систем значения энергии принято отсчитывать от осн. уровня. Наряду со шкалой энергий (обычно выражаемых в эВ, для атомных ядер — в МэВ или кэВ) в спектроскопии применяют пропорциональные ей шкалы частот $\nu = \mathscr{E}/h$ (в радиоспектроскопии) и волновых чисел $\nu/c = \mathscr{E}/hc$ (в оптич. спектроскопии); 1 эВ соответствует $2{,}4180 \cdot 10^{14}$ Гц и 8065,5 $см^{-1}$. В рентгеновской спектроскопии применяют единицу энергии ридберг; 1 $Ry = 13{,}606$ эВ.

В оптич. спектроскопии часто употребляют термин «спектральный терм», подразумевая под ним значение $T = -\mathscr{E}/hc$, отсчитываемое для атомов от границы ионизации и выражаемое в $см^{-1}$.

Лит. см. при статьях *Атом, Молекула, Твёрдое тело, Ядро атомное.* *М. А. Ельяшевич.*

УСИЛЕ́НИЕ АНТЕ́ННЫ — способность *антенны* в передающем режиме преобразовывать (с учётом тепловых потерь в антенне) эл.-магн. энергию, подводимую по фидеру, в энергию колебаний в свободном пространстве и концентрировать последнюю в заданном направлении. Эта способность характеризуется коэф. усиления (КУ), к-рый определяется как произведение коэф. направленного действия, зависящего от формы пространственной диаграммы направленности, на кпд, равный отношению активных мощностей, излучаемой антенной и подводимой к антенне. Численно КУ показывает, во сколько раз нужно увеличить

подводимую мощность при замене данной антенны гипотетич. ненаправленной антенной с кпд, равным 1, чтобы напряжённость поля в данном направлении (при неизменном расстоянии до точки наблюдения) осталась неизменной.

В приёмном режиме работы КУ для пассивной антенны совпадает с КУ этой же антенны в передающем режиме. Численно КУ в приёмном режиме характеризует отношение мощности, выделяемой в нагрузке при приёме на данную антенну, к мощности, выделяемой в нагрузке при приёме на ненаправленную антенну с кпд, равным 1. Предполагается, что обе антенны оптимально согласованы с нагрузкой и согласованы по поляризации с облучающей волной.

Г. А. Ерохин.

УСИЛИ́ТЕЛИ ЭЛЕКТРИ́ЧЕСКИХ КОЛЕБА́НИЙ — устройства, в к-рых осуществляется повышение мощности электрич. колебаний с частотами $0 \div 3 \cdot 10^{12}$ Гц за счёт преобразования энергии стороннего источника питания (накачки) в энергию усиливаемых колебаний. Физ. явления, используемые для преобразования энергии, могут быть разделены на следующие осн. группы: взаимодействие эл.-магн. поля с управляемыми потоками носителей заряда в вакуумных или полупроводниковых усилит. элементах и приборах; перераспределение мощности по комбинац. частотам при изменении энергоёмкого параметра колебат. контура под воздействием источника накачки (см. *Параметрическая генерация и усиление электромагнитных колебаний*); вынужденное излучение возбуждённых частиц вещества, вызванное действием эл.-магн. поля (квантовые парамагн. У. э. к.— мазеры); взаимодействие эл.-магн. волн с распределёнными полупроводниковыми структурами с нелинейными или изменяющимися во времени параметрами.

Параметры, характеризующие свойства У. э. к.: количественная оценка самого эффекта усиления, энергетич. и шумовые показатели, а также мера искажений усиливаемых колебаний. Важнейшими показателями У. э. к. служат коэф. усиления мощности $K_P = P_{вых}/P_{вх}$, напряжения $K_U = U_2/U_1$ и тока $K_I = I_2/I_1$, где U_1, I_1 и U_2, I_2 — комплексные амплитуды гармонич. напряжений и токов соответственно на входе и выходе устройства; $P_{вх}$ — мощность, подводимая к его входу; $P_{вых}$ — мощность, отдаваемая им в заданную нагрузку. Осн. энергетич. показателями являются $P_{вых}$ и кпд, определяемый как отношение $P_{вых}$ к мощности, потребляемой от источников питания (накачки).

Искажения усиливаемых колебаний обусловлены несовпадением реальных и идеальных характеристик У. э. к. вследствие как наличия реактивных элементов цепей (линейные искажения), так и нелинейности зависимостей, характеризующих физ. процессы в этих устройствах, в частности, нелинейности вольт-амперных, вольт-фарадных и др. характеристик усилительных элементов и приборов (нелинейные искажения). Существуют линейные искажения трёх видов: частотные, фазовые и переходные. Зависимость модуля коэф. усиления от частоты $K(f)$ представляет собой *амплитудно-частотную характеристику* (АЧХ) У. э. к., к-рая вследствие наличия реактивностей отличается от идеальной АЧХ, представляющей собой горизонтальную прямую на уровне $K_{ср}$ — коэф. усиления на ср. частотах полосы пропускания, определяемой как разность граничных частот $\Delta f = f_в - f_н$, в пределах к-рой коэф. частотных искажений $K = K(f)/K_{ср}$ не превышает заданного значения. Полоса пропускания должна быть больше или в крайнем случае равна ширине спектра усиливаемых колебаний. На СВЧ используются мощностно-частотные характеристики $K_P(f)$.

Фазовые искажения возникают, когда реальная фазочастотная характеристика (ФЧХ) $\varphi(f)$, т. е. частотная зависимость аргумента K, в полосе пропускания из-за присутствия реактивностей не совпадает с идеальной, представляющей собой выходящую из начала координат прямую $\varphi(f) = -2\pi f t_з$, где $t_з$ — групповое время запаздывания (ГВЗ). При нелинейной ФЧХ (или неравномерной характеристике ГВЗ) гармонич. составляющие спектра усиливаемых колебаний смещаются во времени неодинаково и на выходе У. э. к. получается колебание, отличное от входного.

При воздействии на вход У. э. к. скачкообразно меняющегося (ступенчатого) напряжения или тока на его выходе наблюдается переходный процесс, обусловленный существованием реактивных элементов. Изменения формы импульсных сигналов при усилении (переходные искажения) оцениваются с помощью переходной характеристики, представляющей собой зависимость от времени мгновенного значения выходного напряжения У. э. к. $u_2(t)$ при мгновенном скачкообразном изменении напряжения на его входе $u_1(t) = U_1 \delta(t)$, где U_1 — размах входного напряжения, $\delta(t)$ — единичная ф-ция. Эти искажения характеризуются временем нарастания, в течение к-рого нормированная переходная ф-ция $h(t) = U_2(t)/U_1$ изменяется от 0,1 до 0,9 своего установившегося значения, относит. значением наибольшего выброса, возникающего при колебат. характере переходного процесса, и неравномерностью вершины прямоуг. импульса, образуемой за время его действия.

Уровень нелинейных искажений при усилении гармонич. колебаний оценивается обычно по коэф. гармоник $k_г = \sqrt{U_{2,2}^2 + U_{2,3}^2 + \ldots}/U_2$, где $U_{2,2}$, $U_{2,3}$ — амплитуды напряжения высших гармоник колебаний, появившихся на выходе в результате искажений, или по коэф. отдельных гармоник $k_{г2} = U_{2,2}/U_2$, $k_{г3} = U_{2,3}/U_2$ и т. д.; при малых искажениях используют понятие затухания нелинейности по 2-й гармонике $a_{г2} = 20 \lg(1/k_{г2})$ и по 3-й гармонике $a_{г3} = 20 \lg(1/k_{г3})$. Для оценки нелинейных искажений из-за образования колебаний комбинац. частот при подаче на У. э. к. двух и большего числа гармонич. колебаний применяется коэф. интермодуляционных искажений $k_{имн}$, для измерения к-рого на вход усилителя подаются 2 гармонич. колебания с частотами $f_1 = 50 \div 100$ Гц, $f_2 = 5 \div 10$ кГц при соотношении амплитуд их напряжений $U_1(f_1)/U_1(f_2) = 4/1$. При этом $k_{имн} = U_2(f_2 - f_1)/U_2(f_1)$, где $U_2(f_2 - f_1)$ — амплитуда напряжения комбинационной составляющей на выходе с частотой $f_2 - f_1$; $U_2(f_1)$ — амплитуда выходного напряжения с частотой f_1. Нелинейные искажения при усилении колебаний в виде импульсных последовательностей в значит. мере зависят от формы усиливаемых импульсов.

Зависимость амплитуды 1-й гармоники выходного напряжения от амплитуды гармонич. входного напряжения $U_2(U_1)$ называется амплитудной характеристикой (АХ) У. э. к.; идеальная АХ — прямая, выходящая из начала координат под углом $\alpha = \operatorname{arctg} K_{ср}$. При больших U_1 отклонение реальной АХ от идеальной обусловлено нелинейностью характеристик усилит. элемента и проявляется в нарушении линейной зависимости $U_2(U_1)$. Кроме того, реальная АХ не выходит из начала координат вследствие наличия в У. э. к. внутр. помех: шумов, фона, дрейфа. Линейным участком АХ определяется динамич. диапазон У. э. к., к-рый должен быть больше или в крайнем случае равен динамич. диапазону усиливаемого сигнала, характеризуемому превышением макс. уровня последнего над минимальным, выраженным в дБ.

Ш у м ы в У. э. к.— это флуктуац. помехи, появляющиеся в результате хаотического теплового движения свободных носителей заряда (тепловые шумы), *дробового шума*, *фликкер-шума*, др. физ. явлений. Шумовые свойства У. э. к. характеризуются коэф. шума, определяемым отношением полной мощности выходных шумов к её части, создающейся за счёт шумов от источника колебаний: $Ш = P_{ш.вых.}/K_P P_{ш.и.}$, где $P_{ш.и.}$, $P_{ш.вых.}$ — мощности шумов соответственно источника колебаний и на выходе усилителя. Для оценки шумовых свойств малошумящих У. э. к. с $Ш \gtrsim 1$ используется также шумовая темп-ра $T_ш = (Ш - 1) T_0$, где $T_0 = 293$ К. Фон на выходе У. э. к. обусловлен влиянием сети электропитания, дрейф выходного напряжения возникает в результате изменений темп-ры, влияния радиации и старения усилит. элемента.

По характеру усиливаемых колебаний У. э. к. делят на гармонические и импульсные. В первых можно не считаться с переходными процессами, поскольку парамет-

ры усиливаемых колебаний сравнительно медленно изменяются во времени. Характеристики таких У. э. к. определяют путём подачи на вход одного или неск. гармонич. колебаний с изменяемыми частотами, фазами и амплитудами. Этот класс включает усилители систем радиовещания, записи и воспроизведения звука, телефонные и др. В импульсных У. э. к. уровень усиливаемых колебаний меняется настолько быстро, что продолжительность переходного процесса оказывает существенное влияние на форму колебаний на выходе. Свойства таких усилителей оценивают по характеру переходного процесса при подаче на вход скачкообразного напряжения. К этому классу относятся телевизионные, телеграфные, радиолокационные и др. У. э. к.

По схемотехн. принципу У. э. к. можно разделить на два класса. К первому, наиб. обширному относятся У. э. к., в той или иной мере обладающие свойствами *невзаимных элементов* и не охваченные положит. *обратной связью*: усиливаемые колебания подводятся к управляющим электродам усилит. элемента или другой усилит. структуры, а усиленные отводятся по цепям выходного электрода. В др. классе — регенеративных У. э. к. — в тракт усиливаемых колебаний вносится *отрицательное дифференциальное сопротивление*, обусловленное теми или иными физ. эффектами или являющееся следствием введения положит. обратной связи (при невзаимных усилит. элементах) и частично компенсирующее потери в тракте. Первый из указанных принципов построения У. э. к. применяется при любых частотах усиливаемых колебаний, второй — преим. на СВЧ.

Частота усиливаемых колебаний и требуемая ширина полосы пропускания Δf решающим образом влияют на используемые физ. принципы работы, схемотехнику, конструкцию и достижимые параметры и характеристики У. э. к. По этому признаку У. э. к. делятся прежде всего на усилители постоянного тока (УПТ) и усилители переменного тока. Коэф. усиления УПТ не изменяется при уменьшении частоты до нулевого значения ($f_н = 0$), т. е. они могут пользоваться как У. э. к. инфранизких частот (колебаний с частотами ~доли Гц). Усилители перем. тока усиливают колебания в полосе $\Delta f = f_в - f_н$, причём $f_н > 0$; в зависимости от абс. значений $f_в$, $f_н$, Δf и отношения $f_в/f_н$ такие У. э. к. делятся на ряд групп. Значения Δf и $f_в/f_н$ определяются гл. обр. наличием или отсутствием частотно-избират. цепей, а также частотными зависимостями физ. явлений, используемых для усиления: У. э. к. без частотно-избират. цепей наз. апериодическими, при наличии таких цепей — избирательными.

У. э. к. звуковых частот (УЗЧ) пропускают полосу частот от $f_н = 20 \div 200$ Гц до $f_в = 10 \div 20$ кГц, усилители видеочастот работают в полосе от $f_н = 50$ Гц до $f_в = 6$ МГц. У. э. к. с $f_в/f_н$ до 10^6 относятся к классу широкополосных и, как правило, бывают апериодическими. У. э. к. высокой частоты (УВЧ) являются избират. усилителями, для к-рых характерно отношение $f_в/f_н \approx 1$, а значения усиливаемых частот выше звуковых; используются в *радиопередающих устройствах* и *радиоприёмных устройствах* в качестве усилителей радиочастоты (УРЧ) и усилителей промежуточной частоты (УПЧ). Такие У. э. к. бывают резонансными, в т. ч. узкополосными (с полосой пропускания ~неск. Гц), или полосовыми — со сравнительно равномерным ср. участком и резко ограниченными краями АЧХ.

Поскольку на практике усиления, обеспечиваемого одним усилит. элементом, часто оказывается недостаточно, У. э. к., как правило, делаются многокаскадными. Общий коэф. усиления N-каскадного У. э. к., простейшая структурная схема к-рого показана на рис. 1, $K = \prod_{j=1}^{N} K_j$, где

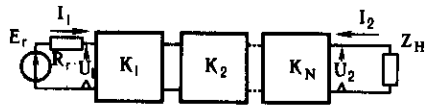


Рис. 1. Структурная схема простейшего N-каскадного усилителя электрических колебаний.

K_j — коэф. усиления j-го каскада. Наиб. мощным каскадом У. э. к. является оконечный (выходной) N-й каскад, обеспечивающий необходимые напряжение и ток в нагрузке $Z_н$; ему предшествует ряд каскадов предварит. усиления. Экономичность оконечного каскада в осн. определяет энергетич. эффективность всего У. э. к., этот же каскад является осн. источником нелинейных искажений, поэтому, как правило, охватывается отрицат. обратной связью, позволяющей значительно уменьшить эти искажения. Такая же обратная связь часто вводится и в др. каскадах для улучшения их показателей.

УПТ широко используются в аналоговой вычислит. технике, для усиления слабых сигналов от разнообразных датчиков при измерениях в биологии, медицине, ядерной физике, геофизике, астрономии и др. У. э. к. этого класса существуют двух типов: без преобразования сигнала (усилители прямого усиления) и с преобразованием сигнала. В УПТ прямого усиления, реализуемых на транзисторах, интегральных схемах (ИС), электронных лампах, каскады соединяются непосредственно (гальванически) или, реже, с помощью оптоэлектронных приборов — оптопар. Использование непосредственной межкаскадной связи создаёт проблему обеспечения режима питания усилит. элемента по пост. току и, что существеннее, проблему дрейфа нуля — самопроизвольного изменения выходного напряжения (тока) при неизменном или равном нулю входном напряжении (токе). Первая решается разл. методами согласования каскадов, а для уменьшения дрейфа нуля широко применяют балансные схемы, используют температурно-зависимые линейные и нелинейные пассивные или активные элементы. Среди балансных У. э. к. различают разностные и дифференциальные. К разностным относятся каскады на транзисторах или электронных лампах с эмиттерной, истоковой или катодной связями. Значительно большее распространение получили дифференц. каскады, представляющие собой симметричные У. э. к. параллельного баланса, к-рые при реализации на дискретных элементах позволяют уменьшить дрейф нуля и подавить синфазные помехи в десятки раз, а в усилителях на ИС, где они широко используются в сочетании с генераторами стабильного тока (рис. 2) типа токоотводов или источников тока, достигнуть ещё лучших показателей. Др. способ снижения дрейфа нуля в УПТ прямого усиления — применение для межкаскадной развязки резисторных, диодных или транзисторных оптопар: полупроводниковых приборов, состоящих из электрически изолированных друг от друга излучающего и фотоприёмного элементов, между к-рыми имеется оптич. связь (см. *Оптоэлектроника*).

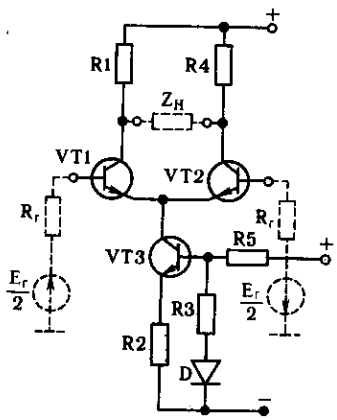


Рис. 2. Схема дифференциального каскада на биполярных транзисторах VT1, VT2 с генератором стабильного тока (VT3).

В УПТ с преобразованием (модуляцией) изменяющийся ток (напряжение) сначала преобразуется в пропорциональный по амплитуде сигнал перем. тока, к-рый затем усиливается практически бездрейфовым усилителем перем. тока. Такие УПТ реализуются по схемам с модулятором или с генератором и прерывателем, причём для значит. снижения дрейфа нуля к соответствующим схемным узлам предъявляются жёсткие требования.

Схемотехн. принципы УПТ лежат в основе *операционных усилителей* (ОУ) — У. э. к., широко распространённых в радиоэлектронике. Созданные первоначально для реализации матем. операций суммирования, дифференцирования, интегрирования и др. в вычислит. технике, ОУ благодаря достижениям микроэлектронной технологии стали обладать параметрами и характеристиками, позволяющими использовать их как близкие к идеальным универсальные «строит. блоки» для создания устройств с самыми разнообразными ф-циями: усилителей разл. классов, гармонич. и *релаксационных генераторов*, функциональных преобразователей, компараторов, источников пост. тока и стабильного напряжения, активных фильтров, гираторов и др. ИС операционного усилителя обладают коэф. усиления $10^3 \div 10^7$, сохраняя усилит. свойства до частот порядка 10^9 Гц, имеют входные сопротивления $10^4 \div 10^9$ Ом, выходные — от единиц до неск. сотен Ом, ослабляют синфазные входные напряжения на 60÷120 дБ и т. д. Схемотехнически ОУ представляют собой УПТ обычно с $N \geqslant 3$, цепями сдвига уровня, защиты и коррекции, причём входным является высококачеств. дифференц. каскад, за к-рым следует один или неск. промежуточных каскадов симметричного или несимметричного типа. Оконечный каскад выполняется по схеме эмиттерного или истокового повторителя с высоким входным и низким выходным сопротивлениями.

УЗЧ относятся к классу апериодических У. э. к., а резонансные цепи используются в них обычно лишь для коррекции АЧХ. Каскады предварит. усиления предназначены для увеличения напряжения источника колебаний до уровня, необходимого для нормального возбуждения мощного оконечного каскада, работают в линейном режиме (режим *A*), а осн. предъявляемое к ним требование — обеспечение макс. усиления. Выполняются на *полевых транзисторах*, *транзисторах биполярных* и ИС, реже на электронных лампах и *тиристорах*. При дискретной реализации применяются резисторные каскады с разделит. конденсаторами, биполярные транзисторы включаются по схеме с общим эмиттером, полевые — с общим истоком, лампы — с общим катодом (рис. 3). При работе с высокоомными источниками колебаний в качестве входных каскадов обычно используют эмиттерные, истоковые или катодные повторители. При небольших выходных мощностях (до единиц Вт) оконечные каскады выполняются, как правило, на биполярных транзисторах по трансформаторной или дроссельной схеме в режиме *A* или на ИС. Выходные каскады на более высокие мощности строятся по двухтактным трансформаторным или бестрансформаторным схемам на мощных биполярных транзисторах и электронных лампах, работающих в режимах, обеспечивающих высокий кпд с отсечкой выходного тока усилит. элемента (режимы *B*, *AB*), в ключевом режиме (*D*), с изменением положения точки покоя элемента в зависимости от уровня усиливаемых колебаний (*E*). Схемотехнически реализация режимов *D* и *E* сравнительно сложна, однако они позволяют достигать кпд более 90%. В качестве У. э. к. звуковых частот могут применяться также магн. усилители, относящиеся к классу параметрических.

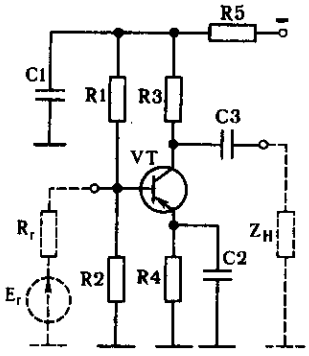


Рис. 3. Схема апериодического резисторного усилителя электрических колебаний с разделительным конденсатором на биполярном транзисторе, включённом с общим эмиттером.

В широкополосных У. э. к. умеренно высоких частот, в т. ч. в усилителях видеочастот и в импульсных при дискретном исполнении, в качестве предварительных обычно используются резисторные каскады с разделит. конденсаторами и высокочастотной эмиттерной коррекцией, выполненные на ВЧ-транзисторах при включении с общим эмиттером (истоком). В интегральном исполнении применяются разнообразные высокочастотные усилительные ИС, в частности ОУ. Оконечные каскады широкополосных У. э. к., как правило, резисторные со сравнительно высоким выходным напряжением, в них используются цепи высокочастотной коррекции, часто применяется включение усилит. элемента (УЭ) по схеме эмиттерного, истокового или катодного повторителя. Др. принцип достижения широкополосности реализуется в У. э. к. с распределённым усилением: к управляющим и выходным электродам ряда транзисторов или ламп подключаются две цепи с распределёнными параметрами, в к-рых обеспечивается режим бегущей волны. При одинаковых скоростях распространения волн в этих цепях усилит. возможности элементов складываются, а их межэлектродные ёмкости, являющиеся осн. фактором, ограничивающим сверху полосу пропускания обычных усилителей, оказываются распределёнными по указанным цепям и не увеличивают ёмкостей на входе и на выходе У. э. к.

Усилители радиочастоты условно можно разделить на два класса — малосигнальные и мощные, существенно различающиеся набором характеризующих их параметров, типами и режимами работы используемых УЭ, схемотехнически и конструктивно. Первые применяются преим. в качестве входных каскадов радиоприёмных, а вторые — выходных каскадов радиопередающих устройств. Общим же признаком У. э. к. обоих этих классов является наличие той или иной частотно-избират. системы, что позволяет не только усиливать, но и выделять колебания с требуемыми частотами.

Малосигнальные УРЧ обычно являются резонансными У. э. к. с $N = 1 \div 2$ и характеризуются резонансным коэф. усиления по напряжению, $K_{U0} = K(f)|_{f=f_0}$, или по мощности, $K_{P0} = K_P(f)|_{f=f_0}$ (где f_0 — резонансная частота контура или резонатора), частотной избирательностью, определяемой как уменьшение усиления при заданной расстройке по сравнению с резонансным усилением, коэф.

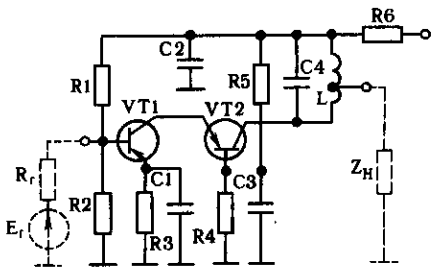


Рис. 4. Резонансный усилитель электрических колебаний на биполярных транзисторах по каскадной схеме общий эмиттер (VT1) — общая база (VT2).

шума. На умеренно высоких частотах УРЧ выполняются на транзисторах и ИС. Для предотвращения самовозбуждения из-за внутр. положит. обратной связи, обусловленной наличием у транзисторов проходной проводимости, применяются цепи нейтрализации, а также каскадные схемы — непосредственно соединённые два транзистора, первый из к-рых включён по схеме с общим эмиттером, второй — с общей базой (рис. 4). Широко используются универсальные и специализир. ИС, при $f_0 \lesssim 100$ МГц — полупроводниковые, на более высоких частотах — гибридные.

К малосигнальным УРЧ близки функционально, схемотехнически и конструктивно УПЧ, обеспечивающие осн. избирательность и усиление полезного сигнала в суперге-

теродинных радиоприёмных устройствах. УПЧ работают на фиксированной (промежуточной) частоте, относятся к разряду полосовых, имеют $N \geqslant 3 \div 4$ и строятся по одной из двух структурных схем: с распределённой или с сосредоточенной избирательностью. В качестве усилит. элемента используются дискретные транзисторы в разл. схемах включения, в т. ч. каскадных, и специализированные и универсальные, усилит. и многофункциональные ИС. УПЧ 1-го типа содержат соединённые каскадно УЭ и частотно-избират. цепи, в качестве к-рых применяются *LC*-элементы (одиночные контуры, связанные контуры и др.) или активные *RC*-фильтры. Формирование необходимых АЧХ (чебышевской, максимально плоской, эллиптической) и ФЧХ достигается путём комбинирования типов, числа и взаимной расстройки этих цепей. В УПЧ 2-го типа избирательность обеспечивается фильтром сосредоточенной избирательности (ФСИ), включаемым обычно между преобразователем частоты и первым из N апериодических каскадов У. э. к. на транзисторах или ИС. В качестве ФСИ используются многозвенные *LC*-фильтры и активные *RC*-фильтры, эл.-механич., пьезомеханич., пьезоэлектрич. фильтры на объёмных и поверхностных акустич. волнах, дискретные и цифровые фильтры.

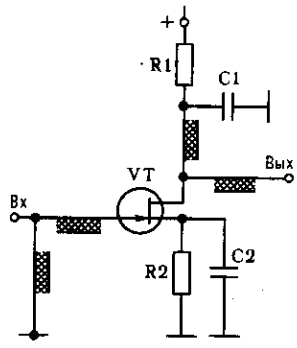
В тех случаях, когда УРЧ является первым каскадом радиоприёмного устройства, его шумовые и усилит. свойства в значит. мере определяют чувствительность всего устройства, особенно в диапазоне СВЧ, где уровень внеш. помех сравнительно мал. Для применения на входе высокочувствит. радиоприёмников спутниковых и радиорелейных систем связи, радиоастрономических и др. разработаны малошумящие У. э. к. (МШУ), построенные на разл. физ. и схемотехн. принципах и отличающиеся весьма низкими значениями Ш(T).

Наим. шумами обладают квантовые усилители, у к-рых в условиях глубокого охлаждения жидким гелием уровень тепловых шумов становится соизмеримым с шумами спонтанного излучения активного вещества: в диапазоне частот 0,5÷20 ГГц $T \sim 5 \div 6$ К при охлаждении до 4,2 К. Обычно применяемые трёхуровневые мазеры строятся как регенеративные У. э. к., реже как усилители бегущей волны. Наличие громоздких и дорогостоящих криогенной охлаждающей и магн. систем ограничивает область применения квантовых усилителей уникальными приёмными устройствами радиоастрономии и сверхдальней космич. связи. С мазерами сравнимы по шумовым свойствам полупроводниковые параметрич. усилители (ППУ) при глубоком охлаждении (до 20 К и ниже), однако необходимость системы охлаждения заставляет использовать их в осн. в наземных радиосистемах, где требуются высокочувствит. радиоприёмные устройства, а габариты, масса и потребляемая мощность менее существенны. ППУ, в к-рых в качестве изменяемого энергоёмкого параметра служит нелинейная ёмкость полупроводникового диода — варикапа, работают в диапазоне частот 0,3÷35 ГГц, имеют относит. полосы пропускания от долей до неск. %, $K_{P0} = 17 \div 30$ дБ на каскад, широкий динамич. диапазон. В качестве источников накачки применяются генераторы на транзисторах СВЧ без умножения и с умножением частоты, на *Ганна диодах* и на лавинно-пролётных диодах. Неохлаждаемые ППУ превосходят по шумовым параметрам неохлаждаемые У. э. к. на транзисторах СВЧ, но значительно уступают последним по сложности, технологическим и массогабаритным показателям, в связи с чем вытесняются ими, прежде всего из бортовой аппаратуры.

Широкополосные транзисторные МШУ строятся обычно по схеме несимметричного (рис. 5) или балансного апериодического У. э. к. с согласующими СВЧ-цепями на входе и выходе каждого каскада и реализуются в виде гибридных или полупроводниковых ИС. По шумовым параметрам охлаждаемые МШУ на арсенид-галлиевых полевых транзисторах с барьером Шотки практически не уступают охлаждаемым ППУ.

К классу МШУ относятся также У. э. к. на *туннельных диодах* (Есаки диодах). По шумовым свойствам такие регенеративные усилители СВЧ сравнимы с транзисторными,

Рис. 5. Схема несимметричного полоскового усилителя электрических колебаний СВЧ на полевом транзисторе, включённом с общим истоком.



но уступают последним в устойчивости к перегрузкам и по ряду др. параметров, вследствие чего их применение ограничено.

Мощные У. э. к., называемые в радиопередающей технике генераторами с внеш. возбуждением, на умеренно высоких частотах выполняются на транзисторах, электронных лампах, а на СВЧ — на транзисторах, *лавинно-пролётных диодах* и диодах Ганна, лампах спец. конструкции и на эл.-вакуумных приборах СВЧ, в к-рых происходит взаимодействие эл.-магн. колебаний резонансных и замедляющих систем с динамически управляемыми потоками электронов [*лампы бегущей волны* (ЛБВ) или *лампы обратной волны* (ЛОВ) и пролётные *клистроны*]. Схемотехн. особенности мощных У. э. к. умеренно высоких частот связаны с созданием режимов работы УЭ, обеспечивающих выделение в полезной нагрузке заданной мощности при возможно более высоком кпд и допустимом уровне нелинейных искажений. Используются сложные цепи связи усилит. элемента с нагрузкой, обеспечивающие оптим. трансформацию сопротивления нагрузки и фильтрацию высш. гармоник, образующихся вследствие существ. нелинейности режима работы.

В У. э. к. метрового, дециметрового и в ДВ-части сантиметрового диапазонах применяются металлокерамич. триоды и тетроды с резонансными системами преим. коаксиального, тороидального или радиального типа, лампы включаются обычно по схеме с общей сеткой. В транзисторных У. э. к. СВЧ несимметричного или балансного типа широко используется сложение мощностей на выходе с помощью разл. сумматоров, к-рые, как и согласующие цепи, выполняются обычно (микро)полосковыми (см. *Полосковые линии*).

У. э. к. СВЧ ср. мощности на лавинно-пролётных диодах и диодах Ганна бывают двух типов: регенеративные в режиме устойчивого усиления и на основе синхронизированных автогенераторов. Первые более широкополосны, но обладают существенно меньшим усилением на каскад, чем вторые. В то время как в дециметровом и сантиметровом диапазонах широко применяют транзисторные У. э. к., в миллиметровом зачастую предпочтительнее диодные устройства.

В качестве У. э. к. в мощных радиопередающих устройствах СВЧ используются ЛБВ и ЛОВ и пролётные клистроны. ЛБВО (прибор О-типа с механизмом скоростной модуляции) служат для широкополосного усиления сигналов ср. и большой мощности, в непрерывном режиме обеспечивают $P_{вых}$ от 100 кВт в дециметровом до 1 кВт в миллиметровом диапазонах, в импульсном режиме — до 5 МВт в сантиметровом и до 5 кВт в миллиметровом; кпд 20÷30%, ширина полосы пропускания 50% и более; $K_P = 30 \div 60$ дБ. ЛБВО могут применяться также и в радиоприёмных устройствах в качестве МШУ с Ш = 5÷13 дБ, однако в этой области они значительно уступают твердотельным У. э. к. по массогабаритным и др. показателям.

ЛБВМ (прибор М-типа с механизмом фазовой фокусировки) с инжектированным лучом (биматроны) обеспечивают несколько меньшее усиление, но отличаются широкополосностью и высокой линейностью и стабильностью ФЧХ, что при уровнях выходной мощности в единицы — десятки кВт в непрерывном и в сотни кВт в импульсном режимах позволяет эффективно использовать их в передающих устройствах доплеровских радиолокац. систем и в системах с фазированными антенными решётками (см. *Радиолокация*). ЛОВМ с инжекторным лучом (битермит-

роны), так же, как и ЛОВМ с распределённой эмиссией катода (амплитроны), работают в качестве У. э. к. СВЧ в режиме синхронизир. автогенераторов; первые обладают более высокими K_P, вторые позволяют получать большие уровни мощности при кпд до 80÷86%. Выходные мощности усилит. пролётных клистронов могут достигать 1 МВт в дециметровом, 300 кВт в сантиметровом и 10 кВт в миллиметровом диапазонах в непрерывном режиме и соответственно 100 МВт и 100 кВт — в импульсном; кпд до 50%; ширина полосы пропускания до 10%; $K_P = 30 \div 55$ дБ.

У. э. к. в функциональной микроэлектронике строятся на основе активных (регенерированных) распределённых, гибридных или цепочечных систем, в к-рых за счёт того или иного физ. механизма происходит частичная или полная компенсации потерь энергии. Такими механизмами могут быть туннельный эффект, доменная неустойчивость в полупроводниках, лавинное умножение носителей зарядов и др., однако по причинам технол. и эксплуатац. характера эти усилители бегущей волны пока не нашли широкого техн. применения.

Лит.: Ризкин А. А., Основы теории усилительных схем, 2 изд., М., 1954; Кабанов Д. А., Функциональные устройства с распределенными параметрами, М., 1979; Вамберский М. В., Казанцев В. И., Шелухин С. А., Передающие устройства СВЧ, М., 1984; Давыдова Н. С., Данюшевский Ю. З., Диодные генераторы и усилители СВЧ, М., 1986; Шварц Н. З., Усилители СВЧ на полевых транзисторах, М., 1987; Остапенко Г. С., Усилительные устройства, М., 1989; Радиоприемные устройства, под ред. А. П. Жуковского, М., 1989. *Н. Н. Фомин.*

УСИЛИ́ТЕЛЬ Я́РКОСТИ — элемент, применяемый в оптич. системах для увеличения распространяющегося в них светового потока и, следовательно, яркости (напр., яркости изображений). В обычных оптич. приборах, не имеющих У. я., можно с помощью линз, зеркал и т. п. пассивных элементов сконцентрировать световой поток на небольшой площади и сильно увеличить освещённость, но при этом яркость не увеличивается. В случае, когда в оптич. системе нет потерь, яркость сохраняется, что является простым следствием закона сохранения энергии.

На практике недостаточная яркость света часто существенно ограничивает возможности оптич. систем, в связи с чем и разрабатываются У. я., увеличивающие яркость за счёт подводимой к ним от внеш. источника энергии.

Существуют разные типы У. я., использующие разл. физ. принципы. Простейшим примером У. я. может служить *электронно-оптический преобразователь* (ЭОП), в к-ром оптич. изображение на фотокатоде с внеш. фотоэффектом преобразуется в пучки электронов. Затем электроны ускоряются электрич. полем и на выходе фокусируются на слой люминофора, где изображение снова преобразуется в оптическое. Благодаря сильному увеличению энергии электронов изображение на выходе ЭОП может быть значительно ярче исходного.

Даже проектор, дающий яркое изображение слайда, можно рассматривать как У. я. статич. изображения, т. к. яркость изображения на слайде при фотографировании может быть значительно меньше, чем при проекции. Телевизионная аппаратура тоже может рассматриваться как У. я., если она обеспечивает на экране бóльшую яркость, чем на входе. Однако значительно больший интерес представляют оптически управляемые транспаранты, называемые также пространственно-временными *модуляторами света*. Если интенсивность света, к-рую может модулировать транспарант, окажется больше интенсивности управляющего света, то оптически управляемый транспарант является У. я., притом работающим в реальном времени.

Все упомянутые выше У. я. представляют собой усилители-преобразователи, т. к. в них оптич. изображение преобразуется в пучки электронов или в распределение пропускания транспаранта. Это накладывает определ. ограничения на характеристики таких У. я. (на пространственное разрешение и быстродействие). Спектральный состав излучения на выходе таких У. я. также обычно не совпадает с исходным. В ряде случаев это даже полезно, т. к. позволяет, напр., преобразовать невидимое глазом изображение (ИК или УФ) в видимое. Наиб. важное ограничение усилителей-преобразователей заключается в потере информации о распределении фаз исходной световой волны; поэтому их используют для усиления яркости изображений, когда достаточно передать лишь распределение интенсивности по полю зрения. В принципе, если применять вместо управляемого транспаранта динамич. голограмму (см. *Динамическая голография*), то, восстанавливая световое поле светом большой яркости, можно восстановить его полностью, в т. ч. и распределение фаз, увеличив при этом его яркость. Пока такие У. я. не получили заметного применения в оптич. системах из-за трудностей создания динамич. голограмм.

Существует универсальный способ усиления света с помощью вынужденного (стимулированного) излучения, к-рый используется во всех *лазерах*. По самóй своей природе вынужденное излучение позволяет усиливать любые пучки света, не внося в них искажений, т. к. оно повторяет все свойства вынуждающего излучения, включая фазу и поляризацию. У. я. на основе вынужденного излучения можно помещать в любое место оптич. системы, поскольку он не включает никаких преобразований. При этом возникает только один неустранимый источник помех — собственные шумы квантового усилителя.

В настоящее время (1990-е гг.) существует много разл. лазеров, работающих во всех диапазонах спектра — от рентгеновского до далёкого инфракрасного. Однако применение лазерных усилителей в оптич. приборах до сих пор весьма ограничено. Связано это с тем, что усилители в лазерах и оптич. системах используются по-разному. В лазерах обычно стремятся получить предельно высокую направленность излучения, применяя для этого *оптические резонаторы* и ограничивая число генерируемых мод. В оптич. системах обычно требуется передать большой объём информации, заложенный в распределении амплитуд и фаз (иногда и поляризации) по полю зрения, на к-ром укладывается порядка 10^6 разрешаемых элементов. Такая «многоканальность» и есть одно из осн. преимуществ оптич. систем с У. я. Это накладывает дополнит. требования на У. я. для оптич. приборов, к-рый должен обладать большой угл. апертурой, чтобы пропустить большой объём информации, обеспечивать значит. усиление за один проход усиливающей среды и, естественно, не должен вносить искажений в усиливаемые световые поля. Достижение высокого усиления (а желательно иметь коэф. усиления 0,1—1,0 $см^{-1}$) и составляет осн. трудность на пути создания лазерных У. я. для оптич. систем. Высокий коэф. усиления (при прочих равных условиях) легче получить для узкого спектрального интервала и в коротких импульсах.

Наиб. удобным для практич. применения оказались усилители импульсных лазеров на парáх ряда металлов. Они обладают сравнительно высокой эффективностью и работают при высокой частоте повторения импульсов, что обеспечивает достаточно высокую ср. выходную мощность. Среди них чаще используется усилитель на парах меди, усиливающий на двух линиях в видимой области спектра ($\lambda = 510{,}6$ нм и 578,2 нм). Этот усилитель работает в импульсном режиме с длительностью светового импульса 10—30 нс и частотой повторения импульсов 5—20 кГц. В России в течение ряда лет промышленностью серийно выпускается запаянная саморазогревная лазерная трубка на парах меди (тип УЛ-102), специально предназначенная для применения в качестве усилителя яркости в оптич. приборах. Активная зона этой трубки имеет диам. 2 см, длину 40 см, усиление за один проход составляет (по ср. мощности) 10^3—10^4, а ср. мощность на выходе усилителя ~1 Вт. В др. странах промышленный выпуск таких У. я. пока не налажен.

У. я. на парах меди используется в *лазерном микропроекторе*, в системах для лазерной обработки объектов с визуальным контролем за процессом на экране микропроектора, в системах маркировки деталей, для усиления телевизионных изображений, для локального масс-спектрометрич. анализа и т. п. Близкие характеристики имеют усилители на галогенидах меди.

Несколько худшими характеристиками обладают усилители на парах золота ($\lambda = 627{,}8$ нм) и марганца (неск. линий в жёлто-зелёной и ИК-областях спектра). В ближней ИК-области хорошими характеристиками обладает усилитель на парах бария ($\lambda = 1{,}5$ и $1{,}13$ мкм).

Интенсивно разрабатывается голографич. усилитель — усилитель на динамич. решётках. В этом усилителе в нелинейной среде в результате взаимодействия волны накачки и сигнальной волны, несущей оптич. информацию, образуется динамич. голограмма, на к-рой при определ. условиях (нелокальный отклик среды и др.) происходит перекачка энергии из волны накачки в сигнальную волну, обеспечивая усиление последней. При этом сигнальная волна, как и в случае вынужденного излучения, экспоненциально усиливается в среде. В качестве сред для таких У. я. используются фоторефрактивные кристаллы, напр. титанат бария, позволяющий получать усиление за один проход до 10^4.

Лит.: Петраш Г. Г., Усилители яркости для оптических приборов, «Вестник АН СССР», 1982, № 2, с. 66; Пространственные модуляторы света, М., 1987; Оптические системы с усилителями яркости, ред.-сост. В. И. Беспалов, Г. А. Пасманик, Горький, 1988; Одулов С. Г., Соскин М. С., Хижняк А. И., Лазеры на динамических решетках, М., 1990; Оптические системы с усилителями яркости, под ред. Г. Г. Петраша, М., 1991 (Труды ФИАН, т. 206).

Г. Г. Петраш.

У. я. изображения. Усиление яркости изображения (оптич. пучков сложной пространственно-временной структуры), как уже указывалось, может осуществляться посредством оптических квантовых усилителей, усилителей на эффектах вынужденного рассеяния или четырёхфотонного взаимодействия и др. Однако наиболее подходящими для использования в оптич. устройствах в наст. время (90-е гг.) являются У. я. изображения (УЯИ) на основе активных сред лазеров.

Отличительной чертой таких усилителей является то, что активные среды используемых лазеров работают в режиме значит. насыщения, а следовательно, и большого усиления. При этом могут использоваться как однопроходные (однонаправленные) УЯИ, так и двух- и более проходные.

Взаимодействие разл. пучков, распространяющихся в усилителе (пучки, несущие усиленное по яркости изображение, и пучки спонтанного излучения по лазерному переходу, тоже усиленные), может приводить к нелинейным преобразованиям усиленных изображений: образованию негативных изображений, изображений со сдвигом по спектру. Такие эффекты реализуются, если плоскость промежуточного изображения находится в геометрич. пределах активной среды. Тогда усиленное спонтанное излучение служит в качестве считывающего пучка неоднородности усиления, созданной воздействием на активную среду первоначального пучка, несущего усиленное изображение входного оптич. сигнала.

Если используются У. я., работающие одновременно на неск. лазерных переходах, связанных по верхнему или нижнему уровню, то можно наблюдать негативное изображение, сдвинутое по спектру: напр., усиленное по яркости ИК-изображение преобразуется в усиленное по яркости изображение в видимой области спектра. Такая схема оптич. устройства с УЯИ, в к-рых промежуточное изображение находится в пределах активной среды, приводит к падению контраста передаваемого первичного изображения.

Однако, если плоскость промежуточного изображения выведена за пределы активной среды, то реализуется схема *лазерного микропроектора* и контраст практически не искажается.

Многопроходные У. я. могут повышать контраст изображения, если освещать объект его собственным изображением (УЯИ с обратной связью).

УЯИ могут использоваться для лазерной обработки объектов. Такие обрабатывающие устройства позволяют сформировать на поверхности, предназначенной для обработки, мощный лазерный пучок со сложной формой распределения световой интенсивности (мощности), определяемой конфигурацией маски на зеркале. В определённых случаях может производиться обработка и по изображению объекта ввиду повышения контраста и превышения порога разрушения в соответствующих местах поверхности объекта. Аналогичный эффект — микрометрическое копирование изображения — может быть достигнут при ускорении микронных частиц внутри резонатора в оптич. системе с УЯИ, позволяющей обрабатывать поверхность твёрдых тел посредством бомбардировки этими частицами.

УЯИ находят применение в разл. областях науки, техники и народного хозяйства. В микроэлектронике применяются специализир. установки для микрообработки тонких плёнок, скрайбирования, нанесения покрытий на подложки, отжига ионно-имплантированных слоёв, контроля и изготовления разл. деталей микроэлектроники и др. В последнее время значит. прогресс наметился в создании цветных (синий, зелёный, красный) УЯИ, что нашло применение в системах для воспроизведения вещательных телевизионных передач, а также любых изображений с цветных мониторов компьютеров на большие экраны.

Для мед. и биол. исследований и микрохирургич. операций, для целей генной инженерии системы с УЯИ используются при облучении участков тканей по форме патологии, что значительно уменьшает травматизм по сравнению с обычными методами лазерного лечения. Более того, УЯИ с обратной связью позволяют автоматически следить за непроизвольными движениями выделенного для лазерного воздействия отд. органа (его части) живого организма.

По мере развития лазерной физики и техники и появления новых У. я., работающих в широкой области спектра, могут быть построены перестраиваемые по спектру У. я., пригодные для использования в современных микро-спектроанализаторах.

Лит.: Захаров С. Д., Казарян М. А., Коротков Н. П., Ударный разгон частиц в поле лазерного излучения, «Письма в ЖЭТФ», 1994, т. 60, в. 5, с. 317; Vlasov D. V. [e. a.], An Optical Scheme of the Laser Reproduction TV Image — Technical Program of 15-th International Conference on Coherent and Nonlinear Opt., and 8-th Laser Optics Conference June 27 — July 1. 1995, St.-Petersburg, Russia, v. III, p. 82.

М. А. Казарян.

УСКОРЕ́НИЕ — векторная величина, характеризующая изменение скорости точки $\boldsymbol{v}$. В общем случае вектор У. $\boldsymbol{w} = d\boldsymbol{v}/dt = \dot{\boldsymbol{v}}$; он направлен в сторону вогнутости траектории точки и лежит в соприкасающейся плоскости (если траектория — плоская кривая, то в плоскости этой кривой).

Проекции У. на касательную и гл. нормаль к траектории наз. соответственно касательным (тангенциальным) w_τ и нормальным (центростремительным) w_n У.; они определяются равенствами: $w_\tau = dv/dt = \dot{v}$ и $w_n = v^2/\rho$, где v — величина скорости, ρ — радиус кривизны траектории в соответствующей её точке. При этом $w = \sqrt{w_\tau^2 + w_n^2}$. Касательное У. характеризует изменение скорости точки по её численной величине, а нормальное У. — по направлению.

Лит. см. при ст. *Кинематика.*

С. М. Тарг.

УСКОРЕ́НИЕ ЗАРЯ́ЖЕННЫХ ЧАСТИ́Ц в космических условиях. Одной из ключевых в астрофизике является проблема механизмов ускорения и источников частиц, к-рые мы наблюдаем как *космические лучи* (КЛ).

Наблюдения предъявляют следующие требования к механизмам У. з. ч.: 1) спектр ускоренных частиц должен быть степенным в широком интервале энергий. Так, в интервале от 10^9 эВ до 10^{15} эВ наблюдаемый спектр КЛ описывается единым степенным законом:

$$N(\mathscr{E}) \sim \mathscr{E}^{-2,7}, \qquad (1)$$

где $N(\mathscr{E})$ и $\mathscr{E}$ — концентрация и энергия частиц; 2) механизмы У. з. ч. должны быть настолько эффективны, чтобы обеспечить ускорение частиц до макс. наблюдаемых энергий $\sim 10^{20}$ эВ; 3) мощность генерации КЛ W с энергиями $\mathscr{E} > 10^9$ эВ в Галактике должна поддерживаться на уровне $10^{40} \div 10^{41}$ эрг/с. Важно отметить, что указанная величина W не зависит от модельных представлений, поскольку может быть выражена только через наблюдаемые величины.

В качестве возможных источников КЛ рассматриваются разл. галактич. и внегалактич. объекты: пульсары и их магнитосферы, оболочки сверхновых звёзд, нейтронные звёзды, входящие в двойные системы, ядра галактик, радиогалактики, чёрные дыры, вспышки на звёздах (в частности, *вспышки на Солнце*) и т. д. По-видимому, более предпочтительным является предположение о галактич. происхождении КЛ (по крайней мере, до энергий $\sim 10^{17}$ эВ) по следующим соображениям: 1) в Галактике имеются источники, способные обеспечить необходимую мощность генерации КЛ. Таковыми прежде всего являются вспышки *сверхновых звёзд*, при взрыве к-рых выделяется энергия до $3 \cdot 10^{50}$ эрг. Поскольку частота вспышек сверхновых в Галактике равна одной вспышке в 10—100 лет, то ср. мощность этих процессов $\sim 10^{41}$—10^{42} эрг/с. Если порядка 10% энергии, выделяемой при взрыве сверхновой, трансформируется в энергию ускоренных частиц, то этого достаточно, чтобы обеспечить мощность генерации КЛ $\sim 10^{40}$—10^{41} эрг/с; 2) есть указания на то, что в Галактике существуют объекты, такие, как Лебедь X-3 и Геркулес X-1 (двойные рентг. источники), испускающие частицы с энергиями порядка 10^{15} эВ и даже 10^{18} эВ, а мощность генерации этих частиц может достигать 10^{35}—10^{38} эрг/с. Если, как обычно предполагается, указанные частицы являются гамма-квантами, то есть основания считать, что в указанных объектах генерируются протоны (см. *Гамма-астрономия*) с энергией, на порядок большей указанной, а мощность генерации протонов может достигать 10^{40} эрг/с; 3) ряд компонент КЛ, в частности электроны, заведомо имеют галактич. происхождение. Электроны, испущенные даже ближайшими радиогалактиками, не могут достигать Галактики из-за рассеяния на фотонах *микроволнового фонового излучения*.

Относительно происхождения КЛ с энергиями $> 10^{17}$ эВ существуют разл. точки зрения. Наиб. распространённым является предположение о том, что эти частицы ускоряются в активных *ядрах галактик*. Однако не исключена возможность их галактич. происхождения.

Вопрос о конкретных механизмах ускорения КЛ остаётся до сих пор открытым. Ускорение частиц может осуществляться либо регулярными, либо флуктуационными эл.-магн. полями.

В условиях высокопроводящей космич. плазмы регулярное поле создаётся регулярными движениями, напр. такими, как орбитальные движения в двойной звёздной системе или вращение *пульсара*. В последнем случае ускорение частиц может быть обусловлено разностью потенциалов между поверхностью пульсара и «бесконечностью». Рождение электрон-позитронных пар в магнитосфере пульсара может приводить к экранированию ускоряющего электрич. поля. Однако даже в этих условиях в магнитосфере имеются области, где разность потенциалов не скомпенсирована,—это т. н. внутренний и внешний зазоры, в к-рых, по-видимому, и осуществляется ускорение частиц.

Флуктуационные эл.-магн. поля могут возбуждаться в турбулентной среде. Турбулентные движения довольно часто встречаются в разл. космич. объектах, включая межзвёздную среду. В таких условиях может эффективно работать механизм, предложенный Э. Ферми (ускорение Ферми). Он реализуется при столкновении лёгкой частицы с «тяжёлыми» магн. облаками массой M, движущимися со случайными скоростями u. Предполагаются выполненными неравенства

$$v \gg u,\ m \ll M,\ mc^2\gamma \ll Mu^2/2,$$

где $\gamma = 1/\sqrt{1-(v/c)^2}$; v и m—скорость и масса частицы. При столкновении частицы с облаком она меняет свою энергию. Энергия частицы увеличивается при «встречных» столкновениях и уменьшается в случае «догоняющих» столкновений. Однако поскольку вероятность столкновений зависит от относит. скорости, то частота «встречных» столкновений (относит. скорость в одномерном случае равна $v+u$) выше частоты «догоняющих» столкновений (относит. скорость равна $v-u$). В результате энергия частицы в ср. увеличивается. Изменение энергии

$$\frac{d\mathscr{E}}{dt} = 4M\frac{u^2}{v^2}\mathscr{E} = \alpha\mathscr{E},$$

где $1/\alpha$—характерное время ускорения. В однородном и стационарном случаях ф-ция распределения частиц $f = dN/d\mathscr{E}$ описывается ур-нием

$$\frac{\partial}{\partial\mathscr{E}}(\alpha\mathscr{E}f) + \frac{f}{\tau} = 0, \qquad (2)$$

где τ—характерное время жизни частиц в области ускорения. Из ур-ния (2) следует, что ускорение Ферми формирует степенной спектр (частиц) вида

$$f \subset\supset \mathscr{E}^{-(1+1/\alpha\tau)}.$$

Однако в применении к межзвёздной среде данный механизм, по-видимому, малоэффективен (по крайней мере, для частиц с энергиями, большими 1—3 ГэВ/нуклон), поскольку характерное время ускорения намного больше времени жизни КЛ в Галактике. Возможно, этот механизм эффективен в радиогалактиках.

Скорее всего, данный механизм может реализоваться в областях с сильно развитой турбулентностью. В этой связи представляет интерес механизм ускорения частиц на фронтах *ударных волн*, к-рый близок к рассмотренному выше механизму Ферми. Ускорение реализуется в том случае, если в окрестности ударного фронта имеются к.-л. рассеивающие центры. Тогда частица, пересёкшая ударный фронт, может снова возвратиться на него за счёт рассеивания на этих центрах. При каждом пересечении ударного фронта частица набирает энергию в сжимающихся потоках. Изменение энергии релятивистской частицы описывается ур-нием

$$\frac{d\mathscr{E}}{dt} = -\frac{\mathscr{E}}{3}\nabla u,$$

где u—скорость среды (на ударном фронте $\nabla u < 0$). Ф-ция распределения ускоренных частиц описывается в этом случае ур-нием

$$\nabla(uf - D\nabla f) - \frac{d}{d\mathscr{E}}\left(\frac{\nabla u}{3}\mathscr{E}f\right) = 0,$$

где D—коэф. диффузии частиц, обусловленный их рассеянием. Для сильной ударной волны спектр ускоренных частиц имеет универсальный вид:

$$f \sim \mathscr{E}^{-2}. \qquad (3)$$

Механизм У. з. ч. на ударных волнах представляется привлекательным ввиду трёх обстоятельств: 1) ударные волны достаточно распространены в Галактике. Они образуются, напр., у звёзд с сильным *звёздным ветром*, в результате взрыва сверхновых и т. д.; 2) при ускорении на разл. ударных волнах генерируется универсальный спектр частиц, к-рый не зависит от таких характеристик, как скачок скорости на ударном фронте (величина коэф. диффузии); 3) спектральный индекс частиц, ускоренных на фронтах [ур-ние (3)], близок к спектральному индексу КЛ у Земли (1).

Помимо представленных моделей существует ряд других, получивших, правда, меньшее признание, в к-рых делаются попытки объяснить наблюдаемые характеристики КЛ. При этом рассматриваются как процессы, протекающие в межзвёздной среде, так и в разл. космич. объектах.

Лит.: Гинзбург В. Л., Сыроватский С. И., Происхождение космических лучей, М., 1963; Астрофизика космических лучей, под ред. В. Л. Гинзбурга, 2 изд., М., 1990; Генерация космических лучей ударными волнами, Новосиб., 1988.

В. А. Догель.

УСКОРЕ́НИЕ СВОБО́ДНОГО ПАДЕ́НИЯ (ускорение силы тяжести)—ускорение, к-рое приобретает свободная материальная точка под действием *силы тяжести*. Такое ускорение имел бы центр тяжести любого тела при падении тела на Землю с небольшой высоты в безвоздушном пространстве. Как и сила тяжести, У. с. п. зависит от

широты места φ и высоты его H над уровнем моря. Приблизительно У. с. п.

$$g = 978{,}0318\,(1 + 0{,}005302\sin\varphi - 0{,}000006\sin^2 2\varphi) - 0{,}0003086\,H.$$

На широте г. Москва на уровне моря $g = 981{,}56$ см/с^2.

УСКОРЕ́НИЕ СИ́ЛЫ ТЯ́ЖЕСТИ — то же, что *ускорение свободного падения*.

УСКОРИ́ТЕЛИ ЗАРЯ́ЖЕННЫХ ЧАСТИ́Ц — установки, служащие для ускорения заряж. частиц до высоких энергий. При обычном словоупотреблении ускорителями (У.) наз. установки, рассчитанные на ускорение частиц до энергий более 1 МэВ. На рекордном У. протонов — тевatроне достигнута энергия 940 ГэВ (Лаборатория им. Ферми, США). Крупнейший ускоритель электронов LEP (ЦЕРН, Швейцария) ускоряет встречные пучки электронов и позитронов до энергии 45 ГэВ (после установки дополнит. ускоряющих устройств энергия может быть увеличена вдвое). У. широко применяются как в науке (генерация элементарных частиц, исследование их свойств и внутр. структуры, получение не встречающихся в природе нуклидов, изучение ядерных реакций, радиобиол., хим. исследования, работы в области физики твёрдого тела и т. д.), так и в прикладных целях (стерилизация медицинской аппаратуры, материалов и др., дефектоскопия, изготовление элементов микроэлектроники, произ-во радиофармакологич. препаратов для медицинской диагностики, лучевая терапия, радиац. технологии в технике — искусств. полимеризация лаков, модификация свойств материалов, напр. резины, изготовление термоусаживающихся труб и др.).

Во всех действующих У. увеличение энергии заряж. частиц происходит под действием внешних продольных (направленных вдоль скорости ускоряемых частиц) электрич. полей. Ведутся поиски способов ускорения с помощью полей, создаваемых другими движущимися частицами или эл.-магн. волнами, к-рые возбуждаются или модифицируются самим пучком ускоряемых частиц или др. пучками (*коллективные методы ускорения*). Коллективные методы теоретически позволяют резко увеличить темп ускорения (энергию, набираемую на 1 м пути) и интенсивность пучков, но пока к серьёзным успехам не привели.

У. включают в себя следующие элементы: источник ускоряемых частиц (электронов, протонов, античастиц); генераторы электрич. или эл.-магн. ускоряющих полей; вакуумную камеру, в к-рой движутся частицы в процессе ускорения (в плотной газовой среде ускорение заряж. частиц невозможно из-за их взаимодействия с молекулами газов, заполняющих камеру); устройства, служащие для впуска (инжекции) и выпуска (эжекции) пучка из У.; фокусирующие устройства, обеспечивающие длит. движение частиц без ударов о стенки вакуумной камеры; магниты, искривляющие траектории ускоряемых частиц; устройства для исследования и коррекции положения и конфигурации ускоряемых пучков. В зависимости от особенностей У. один или несколько из перечисленных элементов в них могут отсутствовать.

В целях радиац. безопасности У. окружаются защитными стенами и перекрытиями (биол. защита). Толщина и выбор материала защиты зависят от энергии и интенсивности ускоренных пучков. Ускорители на энергии выше неск. ГэВ в целях безопасности обычно располагают под землёй.

По принципу устройства различают У. прямого действия, или *высоковольтные ускорители* (ускорение в пост. электрич. поле), *индукционные ускорители* (ускорение в вихревых электрич. полях, возникающих при изменении магн. индукции) и резонансные У., в к-рых при ускорении используются ВЧ эл.-магн. поля. Все действующие У. на предельно высокие энергии принадлежат к последнему типу.

Современные У. делятся на два больших класса: *линейные ускорители* и *циклические ускорители*. В линейных У. траектории ускоряемых частиц близки к прямым линиям. По всей длине таких У. располагаются ускоряющие станции. Наибольший из работающих линейных У. (электронный У. в Стэнфорде) имеет длину ≈2 мили (3,05 км). Линейные У. позволяют получить мощные потоки частиц, но при больших энергиях оказываются слишком дорогими. В циклич. У. «ведущее» магн. поле изгибает траектории ускоряемых частиц, свёртывая их в окружности (*кольцевые ускорители* или синхротроны) или спирали (*циклотроны*, *фазотроны*, *бетатроны* и *микротроны*). Такие У. содержат одно или несколько ускоряющих устройств, к к-рым частицы многократно возвращаются в течение ускорит. цикла.

Следует отметить различие между У. лёгких частиц (электронов и позитронов), к-рые обычно наз. электронными У., и У. тяжёлых частиц (протонов и ионов).

Электронные ускорители. Особенности электронных У. связаны с двумя причинами. Скорость электронов и позитронов уже при небольших энергиях (неск. МэВ) мало отличается от скорости света и обычно может считаться постоянной, что существенно упрощает и удешевляет У. Но, с др. стороны, электроны и позитроны в магн. полях теряют много энергии на эл.-магн. излучение (*синхротронное излучение*). В циклич. У. эти потери приводят либо к огромным размерам У. (при больших радиусах кривизны потери на синхротронное излучение уменьшаются), либо к необходимости иметь мощные ускоряющие станции, сильно удорожающие У. Синхротронное излучение играет и положит. роль: оно приводит к уменьшению размеров ускоряемого пучка, что облегчает создание *накопителей*, позволяющих проводить опыты на *встречных пучках*.

Кольцевые электронные У. используют в качестве источников синхротронного излучения в УФ- или рентг. диапазоне. Благодаря высокой плотности излучения и его острой направленности циклич. У. являются уникальными источниками эл.-магн. волн указанных диапазонов. Большие потери электронов на излучение часто заставляют отдавать предпочтение линейным У.

Ускорители тяжёлых частиц (преим. протонов) сильно отличаются от электронных У. Потери энергии на синхротронное излучение в них при достигнутых в наст. время энергиях (~1 ТэВ) практически отсутствуют, и поддерживать высокий темп ускорения обычно оказывается невыгодно (т. к. мощность, затрачиваемая на питание ускоряющих станций, пропорциональна квадрату напряжённости электрич. поля и быстро растёт с увеличением темпа ускорения). Отсутствие заметного синхротронного излучения приводит к тому, что амплитуда поперечных колебаний частиц в процессе ускорит. цикла затухает сравнительно медленно (как квадратный корень из импульса частиц), и устойчивость движения в отсутствие спец. мер нарушается под действием даже сравнительно слабых возмущений. Все У. тяжёлых частиц на высокие энергии принадлежат к типу циклических.

В 90-х гг. всё большее значение приобретают накопительные и встречные кольца, в к-рых плотные пучки заряж. частиц циркулируют длит. время, не меняя своей энергии. Такие кольца используются для осуществления реакций между частицами, движущимися навстречу друг другу (встречные пучки), для накопления ионов и частиц, непосредственно в природе не встречающихся (позитронов и антипротонов), а также для генерации синхротронного излучения. При взаимодействии частиц, движущихся навстречу друг другу, может реализоваться вся приданная им при ускорении энергия, в то время как при взаимодействии ускоренных частиц с неподвижными большая часть энергии связана с движением центра масс частиц и в реакциях не участвует.

Историческая справка. Разработка У. началась в 1920-х гг. и имела целью расщепление атомных ядер. Раньше других были созданы *электростатические генераторы* [Р. Ван-де-Грааф (R. Van de Graaf)] и *каскадные генераторы* [Дж. Кокрофт (J. Cockroft) и Э. Уолтон (E. Walton)], принадлежащие к классу У. прямого действия, а затем первый циклич. резонансный У. — циклотрон [Э. Лоуренс (E. Lawrence), 1921]. В 1940 Д. Керст (D. Kerst) построил первый У. индукц. типа — бетатрон.

В 40-х гг. появились теоретич. работы, в к-рых исследовалась устойчивость движения ускоряемых частиц. В пер-

вых работах этого цикла [В. И. Векслер и амер. физик Э. Макмиллан (E. McMillan)] рассматривалась устойчивость продольного (фазового) движения, сформулирован принцип *автофазировки*. Затем появились работы по созданию теории поперечного движения частиц — бетатронных колебаний, приведшие к открытию сильной (знакопеременной) фокусировки [Н. Кристофилос (N. Christophilos), 1950; Э. Курант (E. Curant), М. Ливингстон (M. Livingston), Х. Снайдер (H. Snyder), 1952], лежащей в основе всех совр. крупных У.

Быстрое развитие техники мощных ВЧ радиотехн. устройств, произошедшее во время 2-й мировой войны 1939—45, позволило приступить к созданию линейных У. на большие энергии. В электронных линейных У. используется электрич. поле бегущих волн дециметрового диапазона в диафрагмир. волноводах, в протонных — разработанные Л. Альверецом (L. Alvarez) резонаторы метрового диапазона, нагруженные пролётными трубками. В нач. части таких У. всё чаще применяются У. с *квадрупольной высокочастотной фокусировкой* (англ. обозначение RFQ), в создании к-рых осн. роль сыграли В. В. Владимирский, И. М. Капчинский и В. А. Тепляков.

При сооружении циклич. У. находят всё большее применение сверхпроводящие магн. системы. Сверхпроводящие магниты используются в циклотронах для создания пост. магн. полей и в *синхротронах протонных* — для генерации медленно (в течение многих секунд) меняющихся магн. полей. Так работает самый большой из действующих протонных синхротронов — теватрон (США).

До 80-х гг. осн. открытия в физике элементарных частиц делались на протонных синхротронах. Сейчас многие интересные результаты получают на электрон-позитронных и протон-антипротонных кольцевых ускорителях со встречными пучками (коллайдерах). Преимущества таких У. перед обычными: 1) существ. увеличение энергии взаимодействия (в системе центра масс); в ультрарелятивистском случае, к-рый всегда имеет место на встречных пучках, эта энергия возрастает от $\sqrt{2mc^2\mathcal{E}}$ при соударении быстрых частиц с ядрами неподвижной мишени до $2\mathcal{E}$ на коллайдерах (m — масса соударяющихся атомов и атомов мишени, $\mathcal{E}=\varepsilon+m_0c^2$ — полная энергия ускоренных частиц); 2) резкое уменьшение фона от посторонних реакций. Осн. недостаток коллайдеров — существенное (на неск. порядков) уменьшение числа взаимодействий (за то же время). Техника кольцевых У. со встречными электрон-позитронными пучками освоена в 1961 (ускоритель на энергию 2×250 МэВ во Фраскатти, Италия), а установки со встречными протонными и антипротонными пучками появились лишь после того, как были предложены методы электронного (А. М. Будкер, 1967) и стохастического [С. Ван-дер-Меер (S. Van der Meer), 1972] охлаждения тяжёлых частиц (см. *Охлаждение пучков* заряженных частиц). Всё большее внимание уделяется разработке нетрадиц. способов ускорения: коллективных методов, ускорения на биениях лазерных полей, ускорения в кильватерных полях и т. д. Начало этим работам положили В. И. Векслер, А. М. Будкер и Я. Б. Файнберг. Однако основанные на этих идеях У. пока не созданы.

Ускорители прямого действия. В таких У. заряж. частицы увеличивают энергию в постоянных или квазипостоянных (не меняющихся за время, в течение к-рого частицы набирают полную энергию) электрич. полях. Энергия, приобретаемая частицами, равна в этом случае их заряду, умноженному на пройденную разность потенциалов. Максимально достижимая энергия частиц в У. прямого действия определяется наибольшей разностью потенциалов (15—18 МВ), к-рую можно создать без пробоя в физ. установках. Во всех практически используемых У. прямого действия последний электрод ускоряющей системы находится при потенциале земли, поскольку только в этом случае выведенные из У. частицы не теряют приобретённой энергии при дальнейшем движении.

К числу У. прямого действия относятся электростатич. генераторы, каскадные генераторы и *перезарядные ускорители* (или тандемные У.). Ускоряемые частицы в таких У. движутся внутри и вдоль трубы, изготовленной из изоляц. материала (обычно фарфора), внутри к-рой создаётся вакуум, необходимый для беспрепятственного движения ускоряемых частиц, а снаружи (под высоким давлением) нагнетается тщательно высушенная, освобождённая от кислорода газовая смесь (чаще всего азот с примесью шестифтористой серы), препятствующая развитию электрич. пробоев. Между электродами, расположенными у торцов трубки, создаётся ускоряющая разность потенциалов (рис. 1). Электрич. поле, направленное вдоль оси трубки, выравнивается металлич. разделит. кольцами, соединёнными с омич. делителем напряжения.

В электростатических У. высокое напряжение создаётся с помощью быстро движущейся ленты, изготовленной из изолирующего материала, напр. резины. В низковольтной части установки на ленту наносится электрич. заряд. Этот заряд стекает на ленту с металлич. игл, заряжаемых от спец. генератора до неск. десятков кВ. Движущаяся лента переносит заряд в высоковольтную часть У., расположенную внутри полого металлич. колпака. Там заряд снимается с ленты с помощью таких же игл и перетекает с них к наружной поверхности колпака. Потенциал колпака (и всего оборудования, заключённого внутри него, в т. ч. ионного источника и высоковольтного электрода трубки) по мере поступления зарядов непрерывно увеличивается и ограничивается только пробоем.

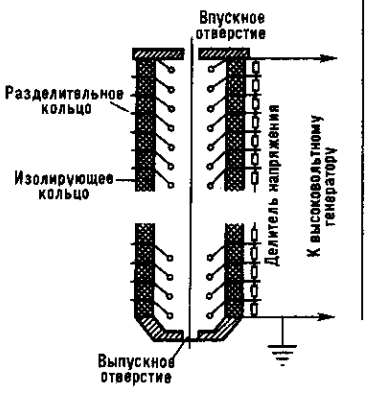


Рис. 1. Схема устройства ускорительной трубки.

В каскадных генераторах для создания больших разностей потенциалов используют схемы умножения напряжения.

В перезарядных У. сначала ускоряются отрицат. ионы (атомы, содержащие лишний электрон), а затем, после удаления двух (или нескольких) электронов, — образовавшиеся при обдирке положит. ионы. Как источник, так и выходные устройства таких У. находятся при потенциале земли, а высоковольтный, снабжённый обдирочным приспособлением электрод располагается в ср. части У. Перезарядные У. позволяют без пробоя получать удвоенные (а при более глубокой обдирке и более высокие) значения энергии.

Индукционные ускорители. К индукц. У. принадлежат бетатроны и линейные индукц. У.

Схема устройства бетатрона приведена на рис. 2. Ускоряемые частицы (электроны) движутся в кольцевой вакуумной камере *2*, расположенной в зазоре электромагнита (*1* — полюсы магнита). Их ускоряет вихревое электрич. поле, к-рое возбуждается при изменении магн. потока, пронизывающего орбиту ускоряемых частиц. Осн. часть этого потока проходит через сердечник *3*, расположенный в центр. части бетатрона. Обмотки *4* питаются перем.

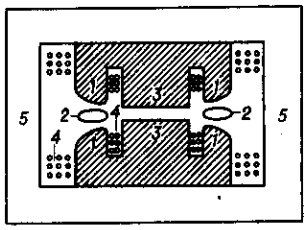


Рис. 2. Схематический разрез бетатрона: *1* — полюсы магнита; *2* — сечение кольцевой вакуумной камеры; *3* — сердечник; *4* — обмотки электромагнита; *5* — ярмо магнита.

током. Конфигурация магн. поля в бетатроне должна подчиняться двум условиям: 1) магн. индукция на центр. орбите должна соответствовать изменяющейся энергии электронов; 2) конфигурация магн. поля в вакуумной камере должна обеспечивать устойчивость поперечного движения электронов или, как говорят, устойчивость их *бетатронных колебаний* (см. ниже). Расположенные выше и ниже камеры кольцеобразные скошенные магн. полюсы создают необходимое для такой устойчивости поле, спадающее к периферии (рис. 8, *б*).

Идея бетатронного метода ускорения высказана в 1922 Дж. Слепяном (J. Slepian), основы теории развиты в 1948 Р. Видероэ (R. Wideröe). Первый бетатрон построен в 1940. Простота и надёжность бетатронов обеспечили их широкое применение в технике и медицине (в области энергий 20—50 МэВ).

В линейных индукционных ускорителях силовые линии электрич. поля (с напряжённостью E) направлены вдоль оси ускорителя. Электрич. поле индуцируется изменяющимся во времени магн. потоком, проходящим через расположенные друг за другом кольцевые ферритовые индукторы *1* (рис. 3). Магн. поток возбуждается в них корот-

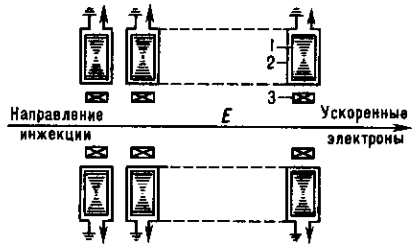


Рис. 3. Схема устройства линейного индукционного ускорителя: *1* — сердечник индуктора; *2* — возбуждающая обмотка; *3* — фокусирующая катушка.

кими (десятки или сотни нс) импульсами тока, пропускаемыми через одновитковые обмотки *2*, охватывающие индукторы. Фокусировка производится продольным магн. полем, к-рое создаётся катушками *3*, расположенными внутри индукторов. Линейные индукционные У. позволяют получать в импульсе рекордные (килоамперные) токи; наиб. мощный из работающих У.— АТА (США) — ускоряет электроны до энергии 43 МэВ при токе 10 кА. Длительность токовых импульсов 50 нс.

Резонансные ускорители. В резонансных У. для увеличения энергии заряж. частиц используются ВЧ продольные электрич. поля. Ускорение в таких полях возможно при выполнении одного из двух условий: либо ускоряемые частицы должны двигаться вместе с эл.-магн. волной, сохраняя своё положение относительно неё (ускорители с бегущей волной), либо они должны взаимодействовать с ней только в такие моменты времени, когда электрич. поле имеет нужное (ускоряющее) направление и нужную величину (собственно резонансные У.). Участки, на к-рых происходит взаимодействие частиц с ускоряющим полем, наз. ускоряющими зазорами или ускоряющими промежутками. На остальной части пути частицы не испытывают действия ВЧ-поля либо потому, что его там просто нет, либо потому, что частицы защищены от него экранами.

У. с бегущей волной применяют в осн. для ускорения лёгких частиц (электронов и позитронов), скорость к-рых уже при небольших энергиях мало отличается от скорости света. Фазовая скорость эл.-магн. волн в вакуумных волноводах всегда превышает скорость света; нагружая волноводы системой перфорир. диафрагм, можно замедлить скорость волны, но не очень сильно. Поэтому для ускорения медленных частиц У. с бегущей волной не применяют.

Линейные резонансные ускорители. Простейший резонансный У.— ускоритель Видероэ (рис. 4). Расставленные по ходу пучка металлич. пролётные трубки присоединяются (через одну) к полюсам ВЧ-генератора. В ускоряющих зазорах (промежутках между противоположно заряженными пролётными трубками) создаётся продольное электрич. ВЧ-поле с напряжением порядка сотен кВ. Частицы, подходящие к ускоряющему зазору в нужный момент времени, ускоряются электрич. полем, а затем «прячутся» в очередную пролётную трубку. Её длина и скорость частицы согласованы между собой так, что к очередному зазору частицы подходят в тот момент времени, когда электрич. поле имеет правильное направление и величину, т. е. ту же фазу, что и в предыдущем ускоряющем зазоре. Для этого необходимо, чтобы выполнялось условие

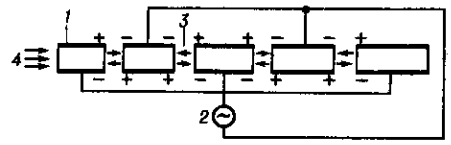


Рис. 4. Схема устройства ускорителя Видероэ: *1* — пролётные трубки; *2* — генератор ВЧ-колебаний; *3* — ускоряющие зазоры; *4* — пучок.

$$l=\left(n+\frac{1}{2}\right)\beta\lambda, \qquad (1)$$

где l — длина трубки и ускоряющего промежутка; β — скорость частицы, выраженная в долях скорости света c; λ — длина волны эл.-магн. колебаний (в пустоте); n — любое целое число. Ускоренный пучок состоит, т. о., из цепочки сгустков частиц (банчей), прошедших через ускоряющие зазоры при надлежащей фазе колебаний электрич. поля. При разработке структуры линейного У. важно правильно выбрать длины не только пролётных трубок, но и ускоряющих зазоров. Эти длины должны быть, с одной стороны, достаточно велики, чтобы выдерживать заметные напряжения (сотни кВ, а иногда и мегавольты), а с другой — достаточно малы, чтобы фаза ВЧ-колебаний за время прохождения частицы менялась не слишком сильно.

При увеличении скорости частиц ускорители Видероэ становятся неэффективными и уступают место ускорителям Альвареца. В них пролётные трубки не присоединяются к генератору, а располагаются друг за другом внутри длинного цилиндрич. резонатора, в к-ром возбуждаются эл.-магн. колебания. ВЧ-поле, к-рое вдали от пролётных трубок распределено так же, как в обычном резонаторе, у его оси концентрируется в ускоряющих зазорах. Схема расположения элементов «ускоряющий зазор — пролётная трубка — ускоряющий зазор» и т. д. остаётся той же, что и в ускорителях Видероэ, но условие (1) принимает вид

$$l=n\beta\lambda. \qquad (2)$$

Линейные резонансные У. эффективно работают, если в них инжектируются достаточно быстрые частицы, предварительно ускоренные с помощью У. прямого действия или с помощью У. со знакопеременной высокочастотной фокусировкой.

Циклотроны — простейшие и исторически первые У. циклич. типа (рис. 5). В совр. понимании циклотронами называются резонансные циклич. У., работающие при не меняющемся во времени ведущем магн. поле и при пост. частоте ускоряющего ВЧ-поля. В обычных циклотронах магн. поле обладает азимутальной симметрией и почти не зависит от радиуса; траектории ускоряемых частиц имеют вид раскручивающихся спиралей. Обычные циклотроны применяют для ускорения тяжёлых нерелятивистских частиц — протонов и ионов. Вакуумная камера циклотронов ограничена внеш. стенкой цилиндрич. формы и двумя плоскими горизонтально расположенными крышками. Полюсы электромагнита обычных циклотронов создают в камере почти однородное (слегка спадающее к периферии)

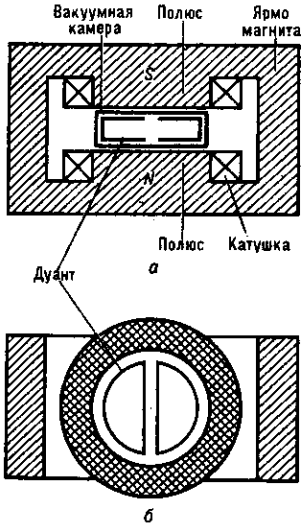


Рис. 5. Схема устройства циклотрона.

магн. поле. Ускоряющий зазор образуется срезами двух расположенных в камере и обращённых друг к другу электродов, имеющих форму полых полуцилиндров,— д у а н т о в. Дуанты присоединяются к полюсам высоковольтного генератора через четвертьволновые линии.

На частицу, движущуюся по окружности, действует центростремит. сила Лоренца $F_Л = ZevB$, равная центробежной силе mv^2/ρ, где ρ — радиус кривизны траектории, Ze — заряд частицы. Т. о., $mv = ZeB\rho$. Переходя к более удобным единицам, получим

$$pc = 300\ ZB\rho, \qquad (3)$$

где pc — произведение импульса частицы p на скорость света c — выражается в МэВ, индукция магн. поля B измеряется в теслах, а ρ — в м.

Предельная энергия, достижимая в обычных циклотронах, составляет для протонов ок. 20 МэВ, а частота ускоряющего поля (при $B = 2$ Тл) — ок. 30 МГц. При бо́льших энергиях ускоряемые частицы выходят из синхронизма с ускоряющим напряжением из-за необходимого для поперечной устойчивости уменьшения B от центра к периферии и вследствие релятивистских эффектов.

Обычные циклотроны широко применяются для получения изотопов и во всех др. случаях, когда нужны протоны (или ионы) с энергией до 20 МэВ (или ~20 МэВ/нуклон). Если же нужны протоны с более высокой энергией (до неск. сотен МэВ), то применяются циклотроны с азимутальной вариацией магн. поля. Устойчивость поперечного движения в таких циклотронах обеспечивается благодаря отказу от азимутальной симметрии магн. поля и выбору такой его конфигурации, к-рая позволяет сохранить устойчивость движения и при нарастающих (в среднем) к периферии значениях магн. индукции.

Процесс ускорения в циклотронах происходит непрерывно: в одно и то же время одни частицы только покидают ионный источник, другие находятся на середине пути, а третьи заканчивают процесс ускорения. Типичный ток внутр. пучка в циклотронах составляет ок. 1 мА, ток выведенного пучка зависит от эффективности эжекции и от тепловой устойчивости выводных фольг; обычно он составляет неск. десятков мкА.

Фазотроны. В фазотронах магн. поле постоянно во времени и сохраняется его цилиндрич. симметрия. Магн. поле уменьшается к периферии, частота обращения частиц с возрастанием их энергии уменьшается, и соответственно уменьшается частота ускоряющего поля. При этом отпадают ограничения на энергию ускоренных частиц, но резко (на неск. порядков) уменьшается интенсивность ускоренного пучка. Изменение частоты ускоряющего поля приводит к тому, что процесс ускорения разбивается на циклы: новая партия частиц может быть введена в фазотрон лишь после того, как ускорение предыдущей партии закончено и частота возвращена к исходному значению. Обычная рабочая область фазотронов от неск. сотен до тысячи МэВ. При дальнейшем увеличении энергии размеры магнитов становятся слишком большими, а их вес и стоимость чрезмерно возрастают. В последнее время (90-е гг.) новых фазотронов не строят. Для энергий до неск. сотен МэВ применяют циклотроны с азимутальной вариацией магн. поля, а для ускорения до больших энергий используют синхротроны.

Синхротроны применяют для ускорения частиц всех типов: собственно синхротроны — для электронов и синхротроны для протонов и др. ионов (старое назв.— синхрофазотроны, см. *Синхротрон протонный*). Энергия, до к-рой ускоряются частицы в синхротронах, ограничена для электронов мощностью синхротронного излучения, а для протонов и ионов только размерами и стоимостью У.

В синхротронах постоянной в процессе ускорения остаётся орбита, по к-рой обращаются частицы. Ведущее магн. поле создаётся только вдоль узкой дорожки, охватывающей кольцевую вакуумную камеру, в к-рой движутся частицы. Как ясно из (3), при пост. радиусе магн. индукция должна возрастать пропорц. импульсу ускоряемых частиц. Частота обращения ω (при пост. длине орбиты) связана с импульсом ф-лой

$$\omega = \omega_\infty p/\sqrt{p^2 + (mc)^2}, \qquad (4)$$

где ω_∞ — частота, с к-рой обращалась бы в синхротроне частица, движущаяся со скоростью света. Частота ускоряющего поля может совпадать с частотой обращения частиц или в целое число раз (оно наз. к р а т н о с т ь ю) превосходить её. Т. о., в электронных синхротронах (у к-рых всегда $p \gg mc$) частота ускоряющего поля постоянна, в то время как индукция магн. поля возрастает. В протонных синхротронах на протяжении ускоряющего цикла возрастает как индукция магн. поля, так и частота ускоряющего напряжения.

Микротроны — циклич. У. с пост. магн. полем и с приращением энергии на оборот, равным энергии покоя электрона (0,511 МэВ). Если всё приращение энергии происходит на одном коротком участке, то в пост. магн. поле частицы переходят с одной круговой орбиты на другую. Все эти орбиты касаются друг друга в точке расположения ускоряющего устройства. Энергия электронов в таких У. достигает неск. десятков МэВ.

Размеры ускорителей. Ускорительные комплексы. Длина линейного У. определяется энергией ускоряемых частиц и темпом ускорения, а радиус кривизны орбиты кольцевых ускорителей — энергией частиц и макс. индукцией ведущего магн. поля.

В совр. электронных линейных У. темп ускорения составляет 10—20 МэВ/м, в протонных — 2,5—5 МэВ/м. Увеличение темпа ускорения наталкивается на две осн. трудности: на увеличение резистивных потерь в стенках резонаторов и на опасность электрич. пробоев. Для снижения резистивных потерь можно использовать сверхпроводящие резонаторы (первые такие У. уже начали работать); для борьбы с пробоями тщательно выравнивают распределение электрич. поля в резонаторах, избегая местных неоднородностей. Возможно, темп ускорения в протонных линейных У. удастся увеличить со временем на порядок величины.

Размеры циклических У. связаны с индукцией ведущего магн. поля ф-лой (3). При ускорении однозарядных частиц и среднем по кольцу значении $\langle B \rangle \approx 1{,}2$ Тл (что соответствует $B_{макс} \approx 1{,}8$ Тл) эта ф-ла даёт pc (МэВ) $\approx 360\rho$ (м). В соответствии с этим У. на 1 ТэВ должен иметь периметр ~20 км. Такие У. в целях защиты от излучений строят под землёй. Огромные размеры У. на большие энергии приводят к капитальным затратам, выражаемым миллиардами долларов.

Приведённые оценки справедливы для У., магн. блоки к-рых содержат железное ярмо. Увеличивать $B_{макс}$ выше 1,8 Тл оказывается невозможным из-за насыщения железа, однако это можно сделать, переходя к сверхпроводящим магн. системам. Первый такой У.— тэватрон — уже работает в Лаборатории им. Ферми в США. Магн. поле в блоках, намотанных кабелем с жилами из NbTi в медной матрице, при темп-ре 4 К может быть поднято до 5—5,5 Тл, а при понижении темп-ры до 1,8 К или при переходе к NbSn — до 8—10 Тл. (Сплав NbSn при изготовлении ускорителей не применяют из-за его хрупкости.) Дальнейшее понижение темп-ры позволяет переходить к ещё боль-

шим магн. полям, но экономически невыгодно; размеры У. уменьшаются, но возрастает количество дорогого и энергоёмкого криогенного оборудования.

Менее жёстко определены минимально допустимые значения B. В У. с железным ярмом $B_{мин}$ не должно быть меньше $(6—10)\cdot 10^{-3}$ Тл, т. к. при меньших полях слишком большой вклад в полную величину магн. индукции начинают вносить остаточные магн. поля, пространственное распределение к-рых обычно бывает неблагоприятным. Отношение $B_{макс}/B_{мин}$, а следовательно, и отношение импульсов эжектируемых и инжектируемых частиц в У. с обычными магнитами не может поэтому превосходить 200—300. В сверхпроводящих магн. системах этот диапазон оказывается ещё меньше, т. к. при малых полях на пространств. распределении магн. индукции сильно сказываются вихревые токи в сверхпроводящих проводниках. Указанные ограничения — одна из причин, приводящих к тому, что все крупные ускорит. комплексы содержат неск. последовательно работающих У.: линейный У. — инжектор, один или неск. промежуточных У. — *бустеров*, наконец, основной У., доводящий заряж. частицы до предельной энергии, и, возможно, накопительное кольцо.

Схема ускорит. комплекса ЦЕРН приведена на рис. 6. Сооружение и эксплуатация этого комплекса производится и финансируется содружеством стран Европы. Наиб. У., входящий в состав комплекса,— это накопительно-столкновительное электрон-позитронное кольцо LEP [Large Electron Positron (Collider)], ускоряющее электронные и позитронные пучки до энергии 45 ГэВ. У. расположен в глубоком подземном тоннеле и имеет периметр 27 км. В этом тоннеле в 90-х гг. предполагается соорудить большой сверхпроводящий адронный коллайдер LHC (Large Hadron Collider), рассчитанный на ускорение протонов и антипротонов до энергии 7 ТэВ, а в дальнейшем и на ускорение ионов.

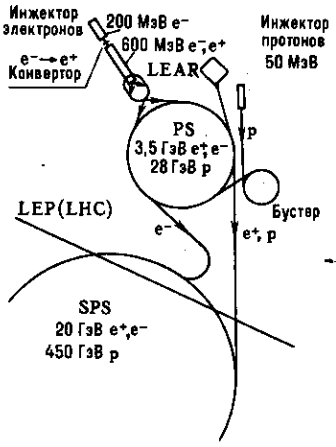


Рис. 6. Схема ускорительного комплекса ЦЕРН (Швейцария).

Для инжекции в LHC будет использоваться ускоритель SPS (Super Proton Synchrotron), на выходе к-рого протоны имеют энергию ~450 ГэВ. Периметр этого ускорителя 6,9 км, он расположен под землёй на глубине 40 м. SPS получает тяжёлые частицы от протонного синхротрона PS, в к-рый, в свою очередь, протоны и ионы попадают из бустера «Изольда», а электроны и позитроны — из бустера EPA.

В России наиб. протонный (и ионный) У. (70 ГэВ) работает в Протвино (ок. Серпухова, Моск. обл.). При нём начато сооружение ускорительно-накопительного центра (УНЦ) с периметром 21 км. Он рассчитан на ускорение протонов и антипротонов до энергии 3 ТэВ. В Международном объединённом ин-те ядерных исследований (ОИЯИ, г. Дубна, Моск. обл.) работает протонный синхротрон, ускоряющий протоны до 9 ГэВ, фазотрон и сверхпроводящий У. ионов — нуклотрон, ускоряющий ионы до энергии 6 ГэВ/нуклон.

В Ин-те теоретич. и эксперим. физики (ИТЭФ, Москва) протонный синхротрон ускоряет протоны до энергии 9 ГэВ.

Фазовые колебания. Как уже отмечалось, в резонансных У. пучок ускоряемых частиц самопроизвольно разделяется на сгустки. Центр. частицы сгустков очередной раз подходят к ускоряющему зазору (в циклич. У.) или к очередному ускоряющему зазору (в линейных У.) в те моменты времени, когда фаза ускоряющего ВЧ-напряжения имеет нужное значение. Такие частицы наз. р а в н о в е с н ы м и. Др. частицы сгустка в процессе ускорения колеблются около равновесной, то опережая её, то отставая от неё. Эти колебания наз. фазовыми. Они сопровождаются колебаниями энергии и импульса ускоряемых частиц относительно энергии и импульса равновесной частицы.

Рассмотрим фазовое движение в линейном У. Будем для простоты считать, что ускоряющие зазоры настолько коротки, что частицы проходят их практически мгновенно. Пусть нек-рая частица подошла к зазору позже, чем равновесная. Чтобы она начала её догонять, она должна получить больше энергии при прохождении зазора. Наоборот, частица, пришедшая к зазору раньше равновесной, должна получить меньше энергии.

На рис. 7 синусоидальная кривая изображает изменяющуюся во времени напряжённость E ускоряющего ВЧ-поля. Штриховая линия отмечает напряжённость, к-рая должна существовать в момент прохождения равновесной частицы, чтобы она вовремя подошла к следующему зазору. На каждом периоде изменения E есть две такие точки: C и D. Легко, однако, видеть, что движение устойчиво только в точке C. Лишь в этой точке в более поздние моменты времени напряжённость поля возрастает, а в более ранние моменты снижается.

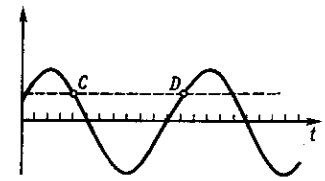


Рис. 7. К обсуждению принципа автофазировки.

Детальный анализ продольного движения частиц показывает, что при достаточной амплитуде ВЧ-колебаний всегда существует область устойчивого фазового движения — в данном случае область, расположенная вокруг точки С. Это утверждение наз. принципом *автофазировки*.

В циклическом У. от энергии зависит не только скорость частиц, но и длина пути, проходимого ими от предыдущего ускоряющего зазора до последующего (если их несколько), а также периметр траектории. Введём коэф. удлинения орбит

$$\alpha=\frac{dL/L}{dp/p}, \qquad (5)$$

где L — периметр орбиты, p — импульс частицы. Изменение времени, затрачиваемого частицей на обращение в У., зависит от её импульса и описывается ф-лой

$$\frac{dt}{t}=\left(\alpha-\frac{1}{\gamma^2}\right)\frac{dp}{p}, \qquad (6)$$

где γ — лоренц-фактор частицы, $\gamma=[1-(v/c)^2]^{-1/2}$. В линейных У. $\alpha=0$, и устойчивой является точка C. В циклическом У. при $\gamma^{-2}>\alpha$ устойчива точка C, а при $\gamma^{-2}<\alpha$ — точка D. Энергия, при к-рой эти точки меняются местами, соответствует соотношению

$$\alpha\gamma^2=1 \qquad (7)$$

и наз. к р и т и ч е с к о й э н е р г и е й (в англ. литературе — transition energy). В этой точке фаза ускоряющего напряжения должна быть переброшена из одной «синхронной точки» в другую. При подходе к критич. энергии частоты фазовых колебаний (в циклических У. они часто наз. радиально-фазовыми) снижаются и фазовые размеры сгустков резко уменьшаются, а разброс частиц по импульсам (и по энергии) увеличивается. В момент перехода через критич. энергию усиливается влияние разл. вида неустойчивостей. В зависимости от особенностей конструкции У. — от величины α — критич. энергия может лежать внутри или вне рабочего диапазона энергий.

Проблема поперечной устойчивости. Бетатронные колебания. В крупных кольцевых У. за время ускорения частицы проделывают путь, измеряемый сотнями тысяч или даже

миллионами км. В накопит. системах этот путь ещё на неск. порядков больше, а в небольших У.— на неск. порядков меньше, но он всегда очень велик по сравнению с диаметром вакуумной камеры, поперечные размеры к-рой обычно не превосходят двух десятков см. Столкновение частиц со стенками камеры приводит к их потере. Поэтому ускорение возможно лишь при наличии тщательно рассчитанной и исполненной системы фокусировки.

При любом значении энергии ускоряемой частицы (в области устойчивости фазовых колебаний) в кольцевых У. имеется замкнутая (устойчивая) орбита. Находясь в вакуумной камере У., частицы движутся вблизи этой орбиты, совершая около неё *бетатронные колебания*. Частоты этих колебаний существенно превосходят частоты фазовых колебаний, так что при исследовании бетатронных колебаний энергию ускоряемых частиц и положение замкнутой орбиты можно считать постоянными.

При теоретич. рассмотрении бетатронных колебаний обычно исследуют площади, к-рые занимают ускоряемые частицы в «фазовых плоскостях» (r, p_r) и (z, p_z), где r и z — горизонтальная и вертикальная координаты частицы ($r=R-R_0$, где R — радиус частицы, R_0 — радиус равновесной траектории), а p_r и p_z — соответствующие составляющие её импульса. При невозмущённом движении эти площади имеют форму эллипса. Согласно *Лиувилля теореме*, величины площадей не меняются при движении. В процессе ускорения частицы пересекают многочисл. неоднородности магн. и электрич. полей. При этом занятая пучком в фазовом пространстве область может приобретать сложную форму, так что эфф. величина площади — площадь описанного эллипса — возрастает. В тщательно настроенном У. такого возрастания не происходит. При наличии связи между горизонтальным и вертикальным движениями сохраняется не каждая из указанных площадей, а объём, занимаемый пучком в четырёхмерном пространстве (r, z, p_r, p_z).

Практич. интерес обычно представляет область, занимаемая пучком не в фазовых плоскостях, а в плоскостях (r, θ_r), (z, θ_z), где θ_r и θ_z — углы, составляемые скоростями частиц с касательной к равновесной орбите. Эти площади наз. горизонтальным (или радиальным) и вертикальным (или аксиальным) *эмиттансами* пучка ε_r и ε_z. Переход от импульсов к углам даётся ф-лами

$$p_z = p\theta_z = p_0\beta\gamma\theta_z,\quad p_r = p\theta_r = p_0\beta\gamma\theta_r,$$

где p — продольная составляющая импульса, к-рая практически совпадает с полным импульсом; $p_0 = mc$. Из теоремы Лиувилля следует, что интегралами движения являются величины $p\varepsilon_r$ и $p\varepsilon_z$ или, соответственно, $\beta\gamma\varepsilon_r$ и $\beta\gamma\varepsilon_z$, к-рые наз. нормализованными эмиттансами.

Из сказанного ясно, что при ускорении нормализованные эмиттансы остаются неизменными, а обычные эмиттансы ε_r и ε_z уменьшаются как $1/\beta\gamma$. Соответственно уменьшаются поперечные размеры пучка.

Важнейшей характеристикой любого У. является его аксептанс — наиб. эмиттанс, к-рый У. пропускает без потерь. Высокая интенсивность ускоряемого пучка может быть достигнута только в У. с достаточно большим аксептансом.

При заданных размерах вакуумной камеры аксептанс У. пропорционален макс. углу, к-рый могут составлять траектории частиц с равновесной орбитой, и, следовательно, обратно пропорционален длине волны бетатронных колебаний. Вертикальный и горизонтальный аксептансы У. пропорциональны, т. о., числам бетатронных колебаний на оборот Q_r и Q_z, к-рые поэтому желательно увеличивать. Во всех существующих У. Q_r и Q_z близки друг к другу. Если оба они меньше 1, фокусировка наз. слабой (мягкой), а если больше 1 — сильной (жёсткой).

Все целые и полуцелые значения Q_r и Q_z запрещены. При целых Q частицы возвращаются к магн. элементам в одной и той же фазе бетатронных колебаний, влияние погрешностей поля складывается и возникает резонансная раскачка колебаний (внешний резонанс). Вокруг целых значений имеются запрещённые области частот, внутри к-рых возрастание колебаний, хотя и ограничено по величине, но оказывается недопустимо большим, напр. превосходит размеры вакуумной камеры.

Полуцелые значения Q_r и Q_z запрещены из-за возникновения параметрического резонанса — резонансной раскачки колебаний, возникающей благодаря нерегулярностям градиента магн. поля. В нек-рых У., в особенности в накопителях, сказываются и резонансы более высоких порядков.

В циклич. У. для фокусировки частиц используют поперечные магн. поля. В однородном ведущем поле имеется только горизонтальная фокусировка, а вертикальная фокусировка отсутствует ($Q_z=0$). Этот результат легко понять, замечая, что при движении частиц в однородном (вертикальном) магн. поле ($B_r=0$, $B_z=\text{const}$) силы Лоренца не имеют составляющей по z и частицы сохраняют нач. аксиальную скорость. Необходимые для осевой фокусировки силы возникают лишь при наличии радиальной составляющей магн. поля.

Конфигурация магн. поля зависит от формы полюсных наконечников. На рис. 8 (*а*) и 8 (*б*) изображены полюсные наконечники, имеющие форму фигуры вращения (вокруг оси z). На рис. 8 (*а*) изображены плоские полюсы, создающие однородное вертикальное поле, такие поля не создают осевой фокусировки. На рис. 8 (*б*) изображена картина поля, возникающая между полюсами, создающими зазор, расширяющийся к периферии. В этом случае сила Лоренца приобретает фокусирующую (возвращающую к центральной плоскости) осевую составляющую. Однако появление осевой фокусировки сопровождается ослаблением радиальной: частицы, отклонившиеся к периферии, медленнее возвращаются к равновесной траектории, т. к. попадают в более слабое поле.

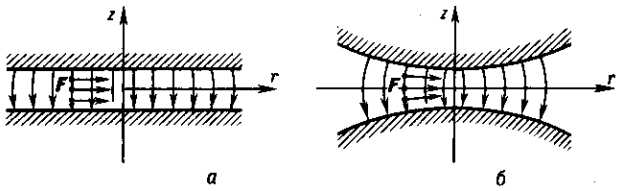


Рис. 8. *а* — магнитные силы в однородном поле; *б* — магнитные силы в поле, уменьшающемся к периферии.

В линейных У. проблема фокусировки также является важной, хотя она и не так критична, как в кольцевых У.: длина пути частиц в линейных У. невелика и ускоряемые частицы не возвращаются к уже пройденным возмущениям поля.

В циклических У., магн. система к-рых обладает азимутальной симметрией, справедлива ф-ла

$$Q_r^2 + Q_z^2 = 1. \qquad (8)$$

Одновременная устойчивость радиальных ($Q_r^2>0$) и аксиальных ($Q_z^2>0$) бетатронных колебаний в этом случае возможна только при $Q_r<1$, $Q_z<1$, т. е. при слабой фокусировке (см. *Фокусировка частиц в ускорителе*). При сильной фокусировке участки, фокусирующие по z и дефокусирующие по r, сменяются участками, фокусирующими по горизонтальной и дефокусирующими по вертикальной координатам. При последоват. расположении таких участков и правильном выборе градиентов магн. поля и геометрии магнитов система в целом оказывается фокусирующей, причём оба результирующих значения бетатронных частот могут существенно превосходить единицу.

В У. с сильной фокусировкой применяются квадрупольные магн. или электрич. (при небольших энергиях ускоряемых частиц) поля. На рис. 9 (*а*) изображена квадрупольная магн. линза, создающая фокусирующее в вертикальном направлении (по оси z) и дефокусирующее по радиусу r магн. поле. Вакуумная камера располагается вдоль оси линзы между её полюсами (на рис. не изображена). Поло-

жительно заряженные частицы «летят» на читателя. Четыре такие частицы и действующие на них силы Лоренца изображены точками и стрелками. В фокусирующих по радиусу (и дефокусирующих по z) линзах магн. полюса N и S меняются местами. В кольцевых У. магниты, создающие ведущее магн. поле, располагаются между линзами. Они создают направленное по оси z однородное магн. поле. В нек-рых У. применяют магниты с совмещёнными ф-циями. Их магн. поле содержит как дипольную (ведущее поле), так и квадрупольную составляющую (рис. 9, *б*).

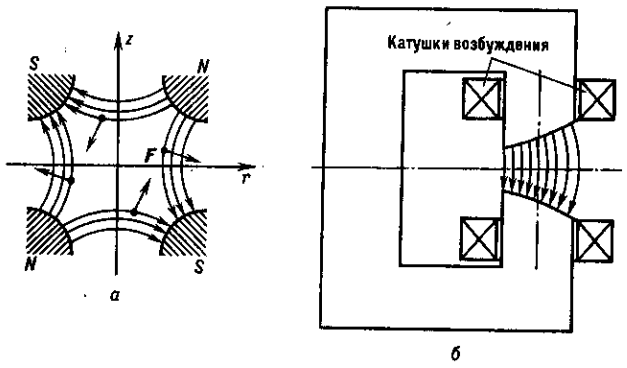


Рис. 9. *а* — квадрупольная магнитная линза; *б* — магнитный блок с совмещёнными функциями.

Для поперечной фокусировки в линейных У. можно было бы попытаться использовать эл.-магн. волну, к-рая ускоряет частицы. Однако в обычных волнах E-типа точки, соответствующие устойчивому фазовому движению, оказываются неустойчивыми для поперечных колебаний и наоборот. Чтобы обойти эту трудность, можно применять знакопеременную фазовую фокусировку (точки C и D на рис. 7 последовательно сменяют друг друга) или отказаться от азимутальной симметрии электрич. поля в резонаторе (квадрупольная ВЧ-фокусировка). Чаще всего, однако, для поперечной фокусировки применяют квадрупольные поля, создаваемые спец. магн. линзами. С 80-х гг. для изготовления таких линз начали использовать пост. магниты (сплав SmCo).

Эффекты, связанные с интенсивностью. Кроме резонансов, возникающих при взаимодействии пучка с внеш. полями, при больших интенсивностях пучков начинают играть роль разл. рода неустойчивости, связанные с взаимодействиями частиц пучка друг с другом, с элементами вакуумной камеры и ускоряющей системы, а в У. со встречными пучками — и с воздействием пучков друг на друга. Наиб. простым среди этих эффектов является кулоновский сдвиг частоты бетатронных колебаний. Электрич. поле пучка отталкивает к периферии наружные частицы и не действует на центральную частицу сгустка. В результате этого частоты бетатронных колебаний частиц в пучке начинают отличаться от частоты колебаний центра тяжести пучка. Если это различие превышает расстояние между ближайшими запрещёнными значениями Q, то при любой настройке У. часть пучка неизбежно теряется. Электростатич. отталкивание частиц сказывается и на фазовых колебаниях пучка (в частности, приводит к эффекту «отрицательной массы»).

Пучок ускоренных частиц взаимодействует со своим электростатич. изображением в вакуумной камере и с расположенными в ней предметами (резонаторами ускоряющих станций, датчиками измеряющих устройств, деталями и вводами вакуумной системы и т. д.). При этом сила, действующая на каждую частицу, пропорц. сдвигу пучка в камере относительно равновесной траектории и его линейной плотности. В результате этого взаимодействия возникают эл.-магн. поля, действующие на позже пролетающие частицы (эффект «голова — хвост») и на сами вызвавшие появление полей частицы при возвращении этих частиц к возбуждённому участку. Указанное взаимодействие вызывает ряд эффектов, приводящих к потере устойчивости пучка. Кроме уже упомянутого эффекта «голова — хвост», могут возникать резистивная неустойчивость (взаимодействие с бегущим вдоль камеры электрич. изображением пучка, к-рое запаздывает по фазе из-за конечной проводимости стенок камеры), микроволновая неустойчивость (взаимодействие с объектами, способными возбуждаться на высоких частотах) и др.

Ускорители со встречными пучками (коллайдеры). При генерации новых частиц в акте соударения должна выделяться энергия, равная или превосходящая энергию покоя рождающихся частиц, т. е. сотни МэВ, а иногда многие десятки ГэВ. При таких больших энерговыделениях теряет значение не только хим. связь частиц, входящих в состав мишени, но и связь нуклонов в ядре, так что соударение происходит с одиночными нуклонами или даже с одиночными кварками, составляющими нуклон. Т. н. *кумулятивные процессы*, к-рые можно рассматривать как одноврем. столкновение ускоренной частицы с двумя или неск. нуклонами, представляют научный интерес, но при высоких энергиях наблюдаются крайне редко.

Как уже отмечалось выше, при соударении частиц в коллайдерах может реализоваться вся набранная при ускорении энергия, в то время как при соударении быстрого протона с нуклоном неподвижной мишени используется только часть этой энергии. Так, для генерации J/ψ-мезона энергия протона должна в 3,7 раз превышать энергию покоя J/ψ-мезона, а для генерации Z^0-бозона нужно 50-кратное превышение энергии. Генерация тяжёлых частиц на неподвижных мишенях оказывается поэтому катастрофически невыгодной, и необходимо переходить к коллайдерам. В коллайдерах частицы могут двигаться навстречу друг другу или в одном кольце (частицы и античастицы), или в двух пересекающихся кольцах.

Техника работы с накопит. кольцами, в к-рых движутся встречные пучки, очень сложна. Кол-во ядерных реакций, происходящих в единицу времени, оказывается в тысячи раз меньше, чем при неподвижных мишенях, из-за крайней разреженности пучков. Эффективность коллайдеров принято характеризовать их *светимостью*, т. е. числом, на к-рое нужно умножить эфф. сечение изучаемой реакции, чтобы получить число таких реакций в единицу времени. Светимость пропорц. произведению интенсивностей сталкивающихся пучков и обратно пропорц. площади сечения пучков (если они равны). Сталкивающиеся пучки должны, т. о., содержать много частиц и занимать небольшие объёмы в фазовом пространстве. Охлаждение фазового объёма электронных и позитронных пучков из-за синхротронного излучения обсуждалось выше. В то же время фазовый объём протонных пучков по мере ускорения уменьшается всего как $1/p$, т. е. совершенно недостаточно. А объём, занятый антипротонными пучками, оказывается очень большим уже при их генерации и мало уменьшается в дальнейшем, т. к. антипротоны образуются при высокой энергии (неск. ГэВ). Поэтому перед соударениями антипротонные пучки должны накапливаться и охлаждаться, т. е. сжиматься в фазовом пространстве.

Существует два способа охлаждения пучков тяжёлых частиц (протонов, антипротонов, ионов) — электронный и стохастический. Электронное охлаждение происходит при взаимодействии охлаждаемых пучков с пучком «холодных» электронов, летящим на нек-ром общем участке вместе с охлаждаемыми частицами и имеющим ту же ср. скорость. (Темп-рой пучка наз. средняя энергия его частиц, измеренная в системе координат, движущейся вместе с пучком.)

Стохастическое охлаждение основано на том, что число одновременно охлаждаемых частиц не очень велико. Если внутри устройства, измеряющего координаты пучка, находится всего одна частица, то её отклонение может быть измерено датчиком, а затем исправлено корректором. Если же внутри измерит. устройства окажется

неск. частиц, то датчик реагирует на положение их электрич. центра тяжести и имеет место не коррекция, а демпфирование колебаний (при N частицах в устройстве корректируется один, а не N параметров). Стохастич. охлаждение происходит постепенно и требует большого числа оборотов.

Отметим, что электронное охлаждение оказывается более эффективным при малых энергиях пучка, а стохастическое — при не слишком большом числе частиц.

Перспективы развития ускорителей. Среди проектов крупных ускорителей, к-рые находятся в стадии разработки, строительства или уже вступили в строй, можно перечислить следующие.

В России (г. Троицк, Моск. обл.) заканчивается сооружение «мезонной фабрики» на энергию 600 МэВ со ср. током 70 мкА. В 1993 она уже выдавала пучок с энергией 430 МэВ. Для произ-ва изотопов используется пучок протонов с энергией 160 МэВ и со ср. током 100 мкА. В Протвино ведётся сооружение ускорительно-накопительного комплекса (УНК), рассчитанного на ускорение протонов до 3 ТэВ. УНК располагается в подземном туннеле с периметром 21 км. Ожидается интенсивность частиц в импульсе $\approx 5 \cdot 10^{12}$.

В ФРГ (Гамбург) вступил в строй У. на встречных пучках (HERA), предназначенный для изучения взаимодействия протонов (820 ГэВ) с электронами и позитронами (30 ГэВ). Проектная светимость $\sim 2 \cdot 10^{31}$ см$^{-2} \cdot$ с$^{-1}$. Протонный синхротрон содержит сверхпроводящие магниты, а электронный — обычные (чтобы не увеличивать потери на синхротронное излучение). В оснащении этого У. и в работе на нём принимают участие 37 ин-тов из разных стран.

В Германии разрабатывается также проект линейного коллайдера DESY с энергией частиц 250×250 ГэВ (1-й вариант) или 500×500 ГэВ (2-й вариант). В ЦЕРНе (Швейцария) в тоннеле кольцевого электронно-позитронного У. (LEP) начинается сооружение коллайдера для тяжёлых частиц LHC (Large Hadron Collider). На нём можно будет изучать столкновения протонов (2×7 ТэВ), протонов и электронов, протонов и ионов (вкл. свинец, 1148 ТэВ).

Ускорение тяжёлых ионов может производиться на нуклотроне (Дубна, Россия). Начиная с 1977 на протонном синхротроне в Дубне ускорялись разл. ионы вплоть до углерода (4,2 ГэВ/нуклон, а с 1992 — до 6 ГэВ/нуклон).

На У. «Сатурн» в Сакле (Франция) ускоряются ионы вплоть до аргона (до 1,15 ГэВ/нуклон). Ускоритель SPS (ЦЕРН) позволяет ускорять ионы кислорода и серы до 200 ГэВ/нуклон.

В США разработан проект наиб. крупного сверхпроводящего суперколлайдера (SSC) на энергию 2×20 ТэВ. Сооружение этого ускорителя отложено.

В Междунар. комитете по ускорителям рассматриваются ещё более крупные проекты, осуществление к-рых потребует совместных усилий развитых государств. Конкретный проект такого У. ещё не определён. Все осуществляемые и разрабатываемые проекты основаны на известных, хорошо зарекомендовавших себя принципах. Новые методы ускорения, о к-рых говорилось выше, могут в случае успеха полностью изменить эти планы.

Применение ускорителей. Кроме научного У. имеют и практич. применение. Так, линейные У. используются для создания *нейтронных генераторов* для радиац. испытания материалов, активно обсуждаются электроядерные методы наработки ядерного горючего и ускорения тяжёлых малозарядных ионов для управляемого инерционного термоядерного синтеза. В Лома-Линде (США) заканчивается сооружение специализир. комплекса с протонным синхротроном для лучевой терапии. Аналогичный проект рассматривается в России.

Лит.: Коломенский А. А., Лебедев А. Н., Теория циклических ускорителей, М., 1962; Вальднер О. А., Власов А. Д., Шальнов А. В., Линейные ускорители, М., 1969; Брук Г., Циклические ускорители заряженных частиц, пер. с франц., М., 1970; Комар Е. Г., Основы ускорительной техники, М., 1975; Линейные ускорители ионов, под ред. Б. П. Мурина, т. 1—2, М., 1978; Вахрушин Ю. П., Анацкий А. И., Линейные индукционные ускорители, М., 1978; Лебедев А. Н., Шальнов А. В., Основы физики и техники ускорителей, т. 3, М., 1981; Москалев В. А., Бетатроны, М., 1981; Капчинский И. М., Теория линейных резонансных ускорителей, М., 1982.

Л. Л. Гольдин.

УСКОРЯ́ЮЩЕЕ ЭЛЕКТРИ́ЧЕСКОЕ ПО́ЛЕ — электрич. поле (постоянное, высокочастотное, вихревое), используемое для увеличения энергии (ускорения) движущихся заряж. частиц. Обычно вектор скорости частиц направлен вдоль вектора напряжённости У. э. п. или под небольшим углом к нему. Подробнее см. *Ускорители заряженных частиц.*

УСЛО́ВНАЯ ВЕРОЯ́ТНОСТЬ события A при условии B — вероятность того, что произойдёт событие A при условии, что произошло событие B.

Более подробно: пусть на вероятностном пространстве Ω (пространстве случаев или всех мыслимых исходов к.-н. испытания) задано распределение вероятностей $\{P(A), A \subset \Omega\}$. Это означает, что каждому событию (множеству) $A \subset \Omega$ приписана его вероятность $P(A)$, причём так, что

$$P(\Omega)=1,\ P(A \cup B)=P(A)+P(B),$$

если два множества A и B не пересекаются (т. е. события A и B несовместны); $A \cup B$ означает объединение множеств A и B, т. е. событие, включающее и A и B. Любое фиксир. множество B, такое, что $P(B)>0$, можно рассматривать как новое вероятностное пространство (состоящее лишь из тех случаев, к-рые принадлежат B), и на нём можно задать новое вероятностное распределение:

$$P_B(A)=P(A)/P(B),\ A \subseteq B.$$

Вероятность $P_B(A)$ наз. У. в. A при условии B [часто пишут $P(A \mid B)$]. В случае, когда множество A целиком не лежит в B, полагают

$$P_A(B)=P_B(A \cap B)=\frac{P(A \cap B)}{P(B)},$$

где $A \cap B$ — пересечение множеств A и B (т. е. событие, означающее, что A и B произошли одновременно).

В случае, когда $\Omega = G \subseteq R^{\nu}$ — область ν-мерного пространства, $\nu = 1, 2, \ldots$, $B \subset G$ — гладкое подмногообразие в R^{ν}, а распределение $\{P(A), A \subseteq G\}$ имеет плотность $p(x)$, условное распределение $P(A \mid B)$ определяется ф-лой

$$P(A \mid B)=\lim_{\varepsilon \to 0}\left[\frac{P(A \cap B_\varepsilon)}{P(B_\varepsilon)}\right], \qquad (*)$$

где B_ε — ε-окрестность B [предел (*) существует].

Лит.: Гнеденко Б. В., Курс теории вероятностей, 6 изд., М., 1988; Феллер В., Введение в теорию вероятностей и ее приложения, пер. с англ., [3 изд.], т. 1, М., 1984.

Р. А. Минлос.

УСТО́ЙЧИВОСТЬ ДВИЖЕ́НИЯ — способность систем слабо менять (в том или ином смысле) своё состояние или свойства под действием возмущений. Теория устойчивости (У.) — это совокупность представлений и методов, обобщающих и формализующих разл. аспекты У. разнообразных систем. Наиб. распространёнными понятиями теории У. являются У. по Ляпунову, орбитальная У., асимптотическая У., структурная У.

Наглядным примером, демонстрирующим нек-рые аспекты понятия У., является простейшая *динамическая система:* тяжёлый шарик на неровной поверхности (рис. 1); в точке *1* потенц. энергия шарика имеет максимум, и это положение равновесия неустойчиво: под действием малых возмущений шарик скатывается в более низкую точку (*2* или *3*), где его потенц. энергия имеет минимум. Если пренебречь трением, то шарик будет в течение бесконечного времени совершать колебания вблизи положения устойчивого равновесия (точек *2* и *3*). Если шарик начнёт скатываться с точки, более низкой, чем точка *1*, то амплитуда колебаний будет меньшей (т. к. нач. энергия системы меньше). Однако близким нач. данным будут отвечать траектории с близкими периодами и амплитуда-

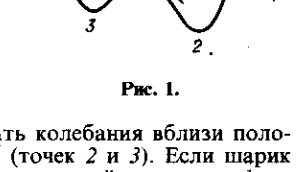


Рис. 1.

ми (орбитальная У.). В том случае, когда трение не мало́, скорость шарика будет убывать и он остановится в точке устойчивого равновесия. Это состояние устойчиво асимптотически, в *фазовом пространстве* является притягивающим множеством. Если слабо деформировать поверхность, то характер движения не изменится (структурная У.).

Основные понятия. Пусть траектория L динамической системы задаётся отображением $x(t)=T^t x_0$, где x — совокупность координат точки в фазовом пространстве системы, T^t — оператор эволюции, преобразующий нач. состояние системы с координатами x_0 в состояние с координатами $x(t)$ в момент времени t. Траектория L устойчива по Ляпунову, если для сколь угодно малого ε можно найти такое δ, что для любого нач. состояния $\tilde{x}_0$, близкого к x_0, т. е. $\rho(\tilde{x}_0, x_0)<\delta$, всегда окажется $\rho(T^t\tilde{x}_0, T^t x_0)<\varepsilon$. Здесь $\rho(x_1, x_2)$ — расстояние между точками x_1 и x_2 в фазовом пространстве. Если

$$\lim_{t\to\infty}\rho[\tilde{x}(t), x(t)]=0,$$

то У. наз. асимптотической, а если к тому же

$$\lim_{t\to\infty}\left\{\frac{1}{t}\ln\rho[\tilde{x}(t), x(t)]\right\}<0,$$

то У. наз. экспоненциальной.

Пусть L — нек-рая траектория системы. $T^t L\subseteq L$, а $U_\varepsilon(L)$ — нек-рая её ε-окрестность, т. е. $\rho(x, L)<\varepsilon$ для любой точки $x\in U_\varepsilon(L)$; здесь и ниже $\rho(x, L)$ — расстояние от точки x до множества L в фазовом пространстве. Если для любого ε можно найти такое δ, что всякая траектория, начинающаяся в $U_\delta(L)$, всегда остаётся в $U_\varepsilon(L)$, то траектория L наз. орбитально (орбитно) устойчивой. Если к тому же существует такое δ_0, что при всех $\delta<\delta_0$ для любой траектории $\{x(t)\}$, начинающейся в $U_\delta(L)$,

$$\lim_{t\to\infty}\rho[x(t), L]=0, \qquad (1)$$

то траектория наз. асимптотически орбитально устойчивой. Геом. смысл орбитальной устойчивости проиллюстрирован на рис. 2 (L — исходная, $\tilde{L}_1$ и $\tilde{L}_2$ — возмущённые траектории на фазовой плоскости $\{x, y\}$). Для У. по Ляпунову требуется также малость расстояния между одноврем. точками на близких траекториях (в указанном выше смысле).

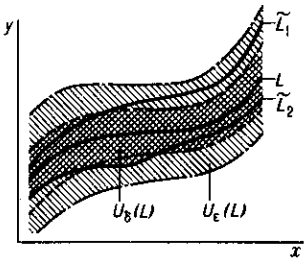


Рис. 2.

Из У. по Ляпунову следует У. орбитальная. Обратное, вообще говоря, не верно: две траектории могут быть сколь угодно близкими, а расстояние между двумя одноврем. точками на них может расти и стать немалым, даже если в нач. момент эти точки близки. Напр., для ур-ния Дуффинга (G. Duffing)

$$\ddot{x}+\omega^2 x-ax^3=0 \qquad (2)$$

с нач. условиями

$$t=0:\ \dot{x}=0,\ x=A,\ |A|<A_0=\omega a^{-1/2} \qquad (3)$$

все траектории периодические. Период решения τ растёт от $2\pi\omega$ до бесконечности по мере роста амплитуды A от нуля до A_0. При достаточно малых изменениях нач. условий траектории системы (2), (3) оказываются близкими. Однако благодаря зависимости периода решения от амплитуды близкие в нач. момент точки на двух соседних траекториях со временем разойдутся на большое расстояние. Поэтому при любых $a>0$ фазовые траектории системы устойчивы орбитально и неустойчивы по Ляпунову. В пределе $a=0$ ур-ние (2) переходит в ур-ние гармонич. колебаний, период к-рых не зависит от амплитуды $\tau=2\pi/\omega$, и все траектории оказываются устойчивыми по Ляпунову.

Если в ур-нии гармонич. колебаний учтено трение

$$\ddot{x}+2\gamma\dot{x}+\omega^2 x=0,\ \gamma>0, \qquad (4)$$

то такая система имеет асимптотически (экспоненциально) устойчивую траекторию: $x=0$, поскольку при любых нач. условиях $\rho[x(t), 0]\to 0$ при $t\to\infty$.

Асимптотически устойчивое множество траекторий L в фазовом пространстве динамич. системы наз. аттрактором, если оно: 1) компактно и неразложимо на отдельные структурные элементы; 2) инвариантно относительно T^t: $T^t L=L$; 3) оператор T^t рекуррентен на L, т. е. для сколь угодно больших времён $t_0>0$ траектория $y(t)=T^t x$ произвольной точки $x\in L$ при $t>t_0$ пройдёт в сколь угодно малой окрестности точки x. В случае замкнутых траекторий последнее требование означает бесконечнократное прохождение системой каждой точки траектории, т. е. периодич. движение (в силу теоремы Коши; см. *Коши задача*). Примеры аттракторов: асимптотически устойчивые стационарные состояния [для ур-ния (4) — это точка $x=0$]; устойчивые *предельные циклы; странные аттракторы* (отвечающие *стохастическим колебаниям* в нелинейных диссипативных системах).

Областью притяжения D аттрактора L наз. множество всех нач. точек $x\in D$, для к-рых

$$\lim_{t\to\infty}\rho(T^t x, L)=0. \qquad (5)$$

Для ур-ния (4) область притяжения аттрактора $x=0$ совпадает со всем пространством.

Если автономная динамич. система $\dot{x}=f(x)$ имеет двумерное фазовое пространство, $x=\{x_1, x_2\}$, то её состояния равновесия $x=x_c$ определяются из системы ур-ний $f(x)=0$. На фазовой плоскости $\{x_1, x_2\}$ поведение траекторий в окрестности одного из состояний равновесия может иметь вид, показанный на рис. 3: состояния равновесия

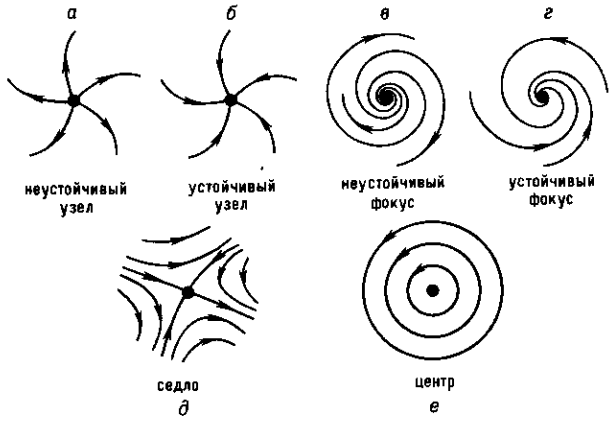


Рис. 3.

($а, в, д$) — неустойчивые, ($б, г$) — асимптотически устойчивые, равновесие ($е$) — устойчивое, но не асимптотически.

Если размерность фазового пространства больше чем 2, то наряду с указанными типами устойчивости могут появляться и более сложные, комбинир. типы (напр., седло — узел, узел — фокус и др.).

В ряде случаев динамич. система имеет большое число густорасположенных стационарных состояний. Такая ситуация реализуется, напр., когда тяжёлый шарик находится на горизонтальной плоскости. В каждой точке поверхности положение шарика устойчиво, причём нач. условия определяют то положение, какое установится в процессе эволюции. Напр., если сила трения качения пропорц. скорости, то изменение координаты шарика со временем описывается ур-нием

$$m\ddot{x}+2\alpha\dot{x}=0,\ x|_{t=0}=0,\ \dot{x}|_{t=0}=v_0,$$

из к-рого следует

$$x(t)=\frac{mv_0}{2\alpha}[1-\exp(-2\alpha t/m)],$$

т. е. конечное положение $x_f=mv_0/2\alpha$. Отсюда следует также, что перевести систему из одного стационарного состояния $x_f^{(1)}$ в другое, близкое к первому, $x_f^{(2)}$, можно с помощью малого воздействия (возмущения). По отношению к такого типа состояниям равновесия употребляется термин «безразличное равновесие».

Несколько более сложная ситуация возникает в том случае, когда область (фазового) пространства, занимаемая безразличными состояниями равновесия, ограничена. Примером такой системы является шарик, находящийся в яме, дно к-рой — горизонтальная плоскость (рис. 4). При любых нач. условиях шарик в конце концов остановится в одной из точек дна ямы. Широкий класс систем, обладающих аналогичными свойствами, может быть описан с помощью нелинейного дифференц. ур-ния

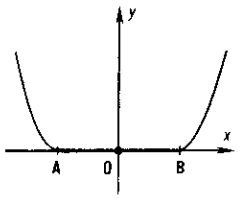


Рис. 4.

$$\ddot{x}+2\gamma\dot{x}+\omega^2(x)x=0,$$

в к-ром $\omega_0^2(x)=\omega_0^2\theta(x^2-x_0^2)$. Здесь $\theta(z)$ — единичная ф-ция Хевисайда. Данная система имеет континуум стационарных состояний $-x_0<x<x_0$, каждое из к-рых устойчиво (безразличное равновесие). Фазовый портрет этой системы показан на рис. 5. Для этой и подобных систем характерно то, что стационарные состояния на нек-ром отрезке устойчивы (отрезок AB на рис. 4; отрезок $[-x_0, x_0]$ на рис. 5), но свойством асимптотич. устойчивости обладает лишь весь отрезок в целом. Реализуемость конкретного состояния из отрезка зависит от нач. условий. В таких случаях говорят о притягивающем отрезке (рис. 6).

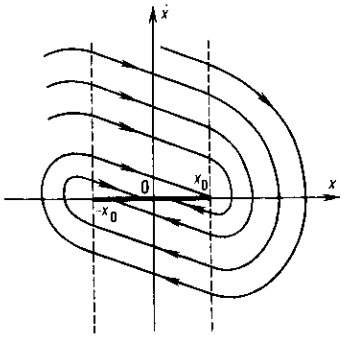


Рис. 5.

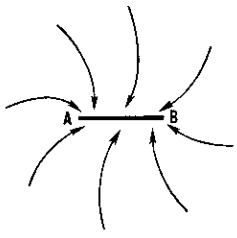


Рис. 6.

В ряде задач притягивающий отрезок формируется из конечного или счётного числа состояний равновесия, являющихся асимптотически устойчивыми. В этом случае соседние состояния часто отделены «барьером» и для перехода между ними требуется воздействие конечной (немалой) величины. Такая ситуация характерна для систем, описываемых дифференц. включениями, для распределённых систем и др.

Если система с малой диссипацией имеет один или неск. регулярных (нестохастических) аттракторов, причём её свойства вдали от аттракторов близки к свойствам K-систем (т. е. систем, обладающих локальной неустойчивостью и перемешиванием траекторий), то под действием возмущений система будет периодически отбрасываться от аттракторов и вдали от них длит. время будет вести себя подобно K-системе. В результате длительные периоды времени, когда система ведёт себя, как K-система, перемежаются периодами, когда её поведение регуляризуется (из-за притяжения к аттракторам). В этом случае говорят, что система имеет квазиаттракторы.

Иногда термин «квазиаттрактор» применяют к системе, к-рая имеет большое число асимптотически устойчивых стационарных состояний, причём соседние состояния отделены одно от другого достаточно низким барьером. Под действием случайных возмущений система будет перемещаться между разл. состояниями, оставаясь постоянно в окрестности притягивающего множества M (составленного из отдельных стационарных состояний). Если возмущение окажется немалым и система уйдёт далеко от M, то вследствие асимптотической устойчивости компонентов M она вернётся в окрестность M. При наличии такого квазиаттрактора фазовые траектории системы притягиваются к нему, а затем под действием шумов начинается случайное блуждание между его компонентами. Квазиаттракторы иногда обнаруживаются при численном исследовании нелинейных динамич. систем (без флуктуаций), где роль шумов играют погрешности вычислит. процедуры.

Для исследования У. обычно применяют два метода Ляпунова. Первый (или прямой) метод основан на построении ф-ции (функционала) Ляпунова. Напр., для ур-ния нелинейного осциллятора с трением

$$\ddot{x}+2\gamma\dot{x}+\omega^2x-x^3=0 \qquad (6)$$

можно использовать следующую ф-цию Ляпунова:

$$V=V_1+V_2,\ V_1=\frac{1}{2}\dot{x}^2,\ V_2=\frac{1}{2}\omega^2x^2-\frac{1}{4}x^4. \qquad (7)$$

Эта величина имеет смысл полной энергии системы: слагаемое V_1 есть кинетическая, а V_2 — потенц. энергия. Производная по времени от V с учётом ур-ния (6) есть $dV/dt=-2\gamma\dot{x}^2\leqslant 0$, т. е. V убывает на любой траектории системы, кроме тех, к-рые отвечают стационарным состояниям ($x=-\omega,\ 0,\ +\omega$). Потенц. энергия имеет максимум $V_2=\omega^4/4$ при $|x|=\omega$. Поэтому для всех нач. условий

$$\{x,\ \dot{x}\}\in\bar{D},\ \bar{D}=\{|x|<\omega,\ V(x,\dot{x})<\omega^4/4\} \qquad (8)$$

ни одна из траекторий не выйдет за пределы $\bar{D}$ (иначе это повлекло бы рост, а не убывание V). Следовательно, система приближается к единственному стационарному состоянию в области $\bar{D}$, где V достигает минимума $V=0$, т. е. к $x=0$. Это состояние асимптотически устойчиво.

Второй метод — исследование устойчивости по линейному приближению. Напр., линеаризация (6) вблизи стационарных решений x_c даёт

$$\ddot{y}+2\gamma\dot{y}+py=0,\ y(t)=x(t)-x_c, \qquad (9)$$

где $p=\omega^2>0$ для $x_c=0$ и $p=-2\omega^2<0$ для $x_c=\pm\omega$. Отсюда следует, что решение $x_c=0$ экспоненциально устойчиво, а решения $x_c=\pm\omega$ неустойчивы (как седловые особые точки).

У. по части переменных. Пусть система характеризуется n-мерным фазовым пространством $S_n=\{x_i|i=1,\ ...,\ n,\ n>1\}$. Точка $x=0$ устойчива по отношению к переменным $x_1,\ ...,\ x_k$, если она устойчива по Ляпунову в k-мерном подпространстве $S_k=\{x_i|i=1,...,k,\ k<n\}$ в соответствии с определением устойчивости, приведённым выше.

Близость к нулю переменных $x_{k+1},\ ...,\ x_n$ не требуется.

Структурная устойчивость (грубость) — свойство динамич. системы сохранять структуру фазового пространства при малых возмущениях (изменениях системы). Пусть A и $\tilde{A}$ — исходная и возмущённая системы. Система A наз. грубой, если для любого ε найдётся такое δ, что если системы A и $\tilde{A}$ отстоят друг от друга менее чем на δ (в метрике C^1), то найдётся отображение (гомеоморфизм) $A\to\tilde{A}$, сдвигающее точки менее чем на ε и преобразующее траектории невозмущённой системы в траектории возмущённой. Понятие грубости введено А. А. Андроновым и Л. С. Понтрягиным. Матем. аппарат, позволяющий исследовать структурную У., — это *катастроф теория*, методами к-рой определяются области грубости системы и устанавливаются закономерности пере-

стройки структуры фазового пространства при переходе через бифуркац. значения параметров (см. *Бифуркация*).

У. по Лагранжу — свойство динамич. системы оставаться в ходе эволюции в огранич. области фазового пространства.

У. по Пуассону (возвращаемость) — свойство динамич. системы возвращаться в ходе эволюции сколь угодно близко к своему нач. положению (в фазовом пространстве) по истечении сколь угодно большого времени (см. *Пуанкаре теорема, Эргодическая теория*).

У. условная — У. по отношению не к произвольным возмущениям, а только по отношению к тем, к-рые подчинены определ. ограничениям.

У. систем с дискретным временем. Пусть имеется нек-рая последовательность $\{x_n\}$, задаваемая рекуррентным соотношением

$$x_{n+1}=f(x_n),\ n=1,\ 2,\ \ldots, \tag{10}$$

где x_n — k-компонентный вектор, $x_n=(x_{n1},\ \ldots,\ x_{nk})$. К такому виду может быть приведено описание мн. динамич. систем с непрерывным временем; в случае (10) в роли времени выступает номер члена последовательности. На такие системы естеств. образом переносятся все приведённые определения У.

Пусть x_n — однокомпонентная величина ($k=1$) и $\bar{x}$ — неподвижная точка отображения (10), $\bar{x}=f(\bar{x})$. Точка $\bar{x}$ асимптотически устойчива, если в ней $|(df/dx)_{x=\bar{x}}|<1$, и неустойчива, если знак неравенства противоположный. Тем самым асиптотическая У. неподвижной точки x эквивалентна сходимости итерационного процесса (10) решения ур-ния $x-f(x)=0$.

У. по отношению к конечным возмущениям. Пусть система обладает N устойчивыми состояниями $\{S_i\}$, т. е. имеет место мультистабильность (при $N=2$ — бистабильность). Каждое из устойчивых состояний S_i, $i=1,\ \ldots,\ N$ обладает нек-рой областью притяжения $D(S_i)$. Любое возмущение, не выводящее систему из $D(S_i)$, входит в класс тех возмущений, по отношению к к-рым состояние S_i устойчиво. Наоборот, состояние S_i неустойчиво по отношению к возмущениям всякий раз, когда эти возмущения переводят систему из $D(S_i)$ в $D(S_j)$ при $j\neq i$. Эти возмущения заведомо конечны (не могут быть сколь угодно малыми), поскольку для любой пары $j\neq i$ $\rho(S_i,\ S_j)>0$. Напр., для инициирования горения необходимо, чтобы очаг имел достаточно высокую темп-ру и большие размеры. При этом условии система переходит из низкотемпературного режима протекания экзотермич. реакции в высокотемпературный.

У. распределённых систем. Такие системы в общем случае характеризуются бесконечным числом степеней свободы и бесконечномерным (во многих случаях — счётномерным) фазовым пространством.

Для определения типа У. применяют методы Ляпунова (см. выше), модифицированные применительно к специфике распределённых систем. Напр., для краевой задачи

$$\begin{gathered}u_t=-u_{xxxx}-2k_0^2u_{xx}+(\beta-k_0^4)u-u^3,\ x\in(0,\ R),\\ u_x|_{x=0,\ R}=0,\ u_{xxx}|_{x=0,\ R}=0,\ u|_{t=0}=u_0(x)\end{gathered} \tag{11}$$

в качестве функционала Ляпунова может использоваться величина

$$V(u)=\int_0^R\left[\frac{1}{2}(u_{xx}+u)^2-\frac{1}{2}(\beta-k_0^4)u^2+\frac{1}{4}u^4\right]dx. \tag{12}$$

Согласно (11), (12):

$$V(u)\geqslant 0 \text{ при } \beta<0 \text{ и } V(u)\geqslant -\beta^2R/4 \text{ при } \beta>0,$$

$$\frac{dV}{dt}=-\int_0^R u_t^2\,dx\leqslant 0,$$

т. е. функционал $V(u)$ монотонно убывает и ограничен снизу, а его производная dV/dt обращается в нуль только на стационарных решениях задачи (11). Поэтому из любых нач. состояний система переходит к нек-рому устойчивому стационарному состоянию. Задача (11) при $\beta<k_0^4$ имеет единственное однородное решение: $u=0$. Кроме того, при $\beta>0$ и достаточно больших R она имеет неоднородные пространственно-периодические стационарные решения [при $\beta<k_0^4$ их периоды лежат в интервале $\lambda\in(\pi/k_1,\ \pi/k_2)$, $k_1=(k_0^2+\sqrt{\beta})^{1/2}$, $k_2=(k_0^2-\sqrt{\beta})^{1/2}$, $2R/\lambda$ — целое]. Выяснить, какие из этих решений устойчивы, можно с помощью второго метода Ляпунова. Для этого следует линеаризовать (11) в окрестности изучаемого стационарного решения $u_c(x)$ и, полагая малое возмущение равным $v(x,\ t)=u(x,\ t)-u_c(x)=v_0(x)\exp(pt)$, найти спектр собств. значений краевой задачи:

$$\begin{gathered}pv_0=-(v_0)_{xxxx}-2k_0^2(v_0)_{xx}+[\beta-k_0^4-3u_c^2(x)]v_0\\ (v_0)_x|_{x=0,\ R}=0,\ (v_0)_{xxx}|_{x=0,\ R}=0.\end{gathered} \tag{13}$$

В частности, если $u_c(x)=0$, то

$$p=\beta-(q^2-k_0^2)^2, \tag{14}$$

где q — волновой вектор возмущения $v_0(x)=v_0\exp(iqx)$, пробегающий дискретный ряд значений $q=n\pi/R$, $n=0,\ \pm1,\ \pm2,\ \ldots$ Следовательно, при $\beta<0$ все возмущения затухают, причём

$$\overline{\lim}\left[\frac{1}{t}\ln|v(x,\ t)|\right]\leqslant\beta<0,$$

т. е. решение $u_c(x)=0$ устойчиво экспоненциально ($\overline{\lim}$ означает верх. предел). Наоборот, при $\beta>0$ и достаточно больших R в область $p>0$ попадает группа допустимых волновых векторов q, так что соответствующие возмущения экспоненциально растут. Следовательно, решение $u_c(x)=0$ неустойчиво. Исследование У. неоднородных стационарных решений выполняется с помощью теории линейных дифференц. ур-ний с периодич. коэф. и показывает, что из всех стационарных решений при $\beta\ll k_0^4$ устойчивы только решения с периодами $\lambda\in(\pi/k_3,\ \pi/k_4)$, $k_3=(k_0^2+\sqrt{\beta/3})^{1/2}$, $k_4=(k_0^2-\sqrt{\beta/3})^{1/2}$.

В более общем случае пусть система описывается связанными нелинейными ур-ниями диффузионного типа:

$$u_t=\nabla(D\nabla u)+f(u), \tag{15}$$

где $u=(u_1,\ \ldots,\ u_n)$, $f(u)=(f_1(u),\ \ldots,\ f_n(u))$, D — $n\times n$-матрица, зависящая от u. Пусть $u_c=0$ стационарное решение (15), $f(0)=0$. Линеаризация (15) в окрестности u_c позволяет получить характеристическое ур-ние:

$$\det(p+Dq^2-g)=0,\ g=(df(u)/du|_{u=u_c}). \tag{16}$$

Система наз. абсолютно неустойчивой, если ур-ние (16) имеет решения с $\mathrm{Re}\,p>0$ при $q=0$ (т. е. каждая точка среды может самовозбуждаться в отсутствие диффузионного взаимодействия между соседними точками). В частности, если в область $\mathrm{Re}\,p>0$ попадает чётное число корней ур-ния (16), то неустойчивость наз. колебательной. Если возникновение неустойчивости обусловлено диффузией, т. е. среда локально устойчива, пока не включено взаимодействие между соседними её элементами, то неустойчивость наз. диффузионной. Формально это значит, что $\mathrm{Re}\,p(0)\leqslant 0$, а $\mathrm{Re}\,p(q)>0$ только в нек-рых интервалах значений $|q|>0$. В примере (11), (14) неустойчивость однородного состояния является диффузионной. Диффузионную неустойчивость в двухкомпонентной системе (15) с диагональной матрицей D иногда наз. тьюринговской (A. M. Turing, 1952).

Если двухкомпонентная система (15) колебательно неустойчива, то при $D=0$ в ней могут возникать простые автоколебания. При $D\neq 0$ могут появляться более сложные нестационарные режимы — вплоть до стохастических. Поскольку происхождение этих режимов связано с диффузией, их наз. диффузионным *хаосом*.

Лит.: Андронов А. А., Витт А. А., Хайкин С. Э., Теория колебаний, 3 изд., М., 1981; Меркин Д. П., Введение в теорию устойчивости движения, 3 изд., М., 1987; Бутенин Н. В., Ней-

марк Ю. И., Фуфаев Н. А., Введение в теорию нелинейных колебаний, 2 изд., М., 1987; Постон Т., Стюарт Т., Теория катастроф и ее приложения, пер. с англ., М., 1980; Ланда П. С., Автоколебания в распределенных системах, М., 1983; Математическое моделирование. Процессы в нелинейных средах, под ред. А. А. Самарского и др., М., 1986; Заславский Г. М., Сагдеев Р. З., Введение в нелинейную физику, М., 1988.

Н. А. Кириченко.

УСТО́ЙЧИВОСТЬ КОЛЕБА́НИЙ — см. *Устойчивость движения.*

УСТО́ЙЧИВОСТЬ РАВНОВЕ́СИЯ: равновесие системы устойчиво, если при малом возмущении система во всё последующее время мало отклоняется от состояния равновесия. В случае механич. консервативной системы достаточное условие У. р. даётся *Лагранжа — Дирихле теоремой.* Строго У. р. определяется и исследуется так же, как и *устойчивость движения.*

УСТО́ЙЧИВОСТЬ СОЛИТО́НОВ — раздел теории *устойчивости движения*, изучающий эволюцию *солитонов*, подверженных нек-рому возмущению в нач. момент времени. В зависимости от типа возмущения и способа его описания различают неск. видов У. с. На практике обычно ограничиваются рассмотрением малых возмущений, т. е. линеаризуют ур-ния движения. Однако такой подход не всегда даёт правильный ответ, как было показано ещё А. М. Ляпуновым, разработавшим строгий метод исследования устойчивости — прямой метод. В применении к солитонам этот метод известен в неск. вариантах: энергетич. метод Арнольда, функциональный метод Захарова — Кузнецова и др. Эти методы отличаются лишь способом доказательства существования минимума функционала Ляпунова.

1. **Основные определения и теоремы прямого метода.** Под солитонами будем понимать регулярные локализованные решения исходных ур-ний, заданных в пространстве размерности D. Пусть поле $\varphi(t, \boldsymbol{x})$: $\mathbb{R}^1 \times \mathbb{R}^D \to \mathbb{R}^n$, рассматриваемое как элемент банахова пространства B с нормой $d = \|\varphi\|_B$, подчиняется ур-нию эволюции

$$\partial_t \varphi = \hat{F}(\varphi), \qquad (1)$$

где $\hat{F}$ — нек-рый нелинейный оператор. Будем предполагать, что ур-ние (1) при заданных нач. условиях $\varphi(0, \boldsymbol{x}) = \varphi_0(\boldsymbol{x})$ допускает единств. решение солитонного типа:

$$\varphi(t, \boldsymbol{x}) = \hat{S}_t[\varphi_0],$$

где $\hat{S}_t$ — эволюционный оператор с полугрупповыми свойствами, т. е.

$$\hat{S}_{t_1}[\hat{S}_{t_2}[\varphi_0]] = \hat{S}_{t_1+t_2}[\varphi_0], \quad t_i \geqslant 0.$$

Понятие устойчивости заданного невозмущённого движения (солитона) $\varphi = u(t, \boldsymbol{x})$ тесно связано с понятием корректности *Коши задачи* по Адамару. Чтобы его определить, введём две *метрики* в пространстве ф-ций, описывающие возмущения поля

$$\xi(t, \boldsymbol{x}) = \varphi(t, \boldsymbol{x}) - u(t, \boldsymbol{x}).$$

Именно, пусть метрика $\rho_0(\xi_0)$ задаёт расстояние в пространстве нач. возмущений ξ_0, а метрика $\rho(\xi)$ — в пространстве текущих возмущений ξ. В обычных предположениях $\rho_0(\xi) > \rho(\xi)$ [говорят, что метрика ρ_0 жёстче (сильнее), чем метрика ρ]. Задача Коши для ур-ния (1) наз. корректной по Адамару, если для любого $t \in [0, T]$, $T < \infty$, из $\rho_0(\xi_0) \to 0$ следует $\rho(\xi) \to 0$. Солитонное решение u наз. устойчивым в смысле Ляпунова по метрикам ρ_0, ρ, если для всякого $\varepsilon > 0$ существует $\delta(\varepsilon) > 0$, такое, что из $\rho_0(\xi_0) < \delta$ вытекает неравенство $\rho(\xi) < \varepsilon$ при $t > 0$. Т. о., корректность по Адамару — это устойчивость на конечном интервале времени T. Наконец, решение u асимптотически устойчиво по Ляпунову, если оно устойчиво и $\rho(\xi) \to 0$ при $t \to \infty$.

Однако в физике солитонов приходится иметь дело не с одним солитонным решением $u(t, \boldsymbol{x})$, а с нек-рым их множеством $U = \{u\}$, задаваемым обычно групповыми параметрами α, т. е.

$$U = \{\hat{T}_g(\alpha) u \,|\, g \in G\},$$

где G — группа симметрии задачи, $\hat{T}_g$ — оператор представления (см. *Представление группы*). В таком случае текущая метрика понимается уже как $\inf_{u \in U} d(\varphi - u)$, т. е. как расстояние от φ до множества U — *орбиты* группы G, а устойчивость наз. орбитальной.

На практике часто ограничиваются линеаризованными ур-ниями:

$$\partial_t \xi = \hat{A}\xi = \hat{F}'(u)\xi. \qquad (2)$$

Устойчивость для линейной задачи (2) наз. линеаризованной устойчивостью или устойчивостью в первом приближении, а для полного ур-ния (1) — нелинейной устойчивостью. Ясно, что из нелинейной устойчивости вытекает устойчивость в первом приближении, но, вообще говоря, в более слабой метрике. Обратное же верно, если только $\operatorname{Re}\lambda < 0$, $\lambda \in \sigma(\hat{A})$, где $\sigma(\hat{A})$ — *спектр оператора* $\hat{A}$. При этом говорят о спектральной устойчивости, если $\operatorname{Re}\lambda \leqslant 0$, и о нейтральной, если $\operatorname{Re}\lambda = 0$.

Заметим, что из линеаризованной устойчивости вытекает спектральная, т. к. если бы было $\operatorname{Re}\lambda > 0$, то существовали бы растущие моды. Обратное неверно, что подтверждается следующим примером из механики. Гамильтониан $H = p^2/2 + q^4/4$ приводит к ур-нию движения $\ddot{q} = -q^3$, для к-рого линеаризованное ур-ние $\ddot{\xi} = 0$ имеет спектр $\lambda = 0$ (нейтральная устойчивость). Однако его решение $\xi = at + b$ линейно растёт, т. е. наблюдается линеаризованная неустойчивость, хотя исходная система нелинейно устойчива. Т. о., линеаризованная система оказывается устойчивой только по скоростям, или в более слабой метрике.

Известно также, что из спектральной неустойчивости для широкого класса систем вытекает нелинейная неустойчивость. Напр., это верно для систем (1) со свойством $\partial_t u = 0$, $\|\hat{F}(\varphi) - \hat{A}(\xi)\|_B \leqslant C\|\xi\|_B^p$, $p > 1$.

Сформулируем осн. теорему прямого метода.

Теорема Ляпунова — Мовчана об устойчивости (1960). Для устойчивости решения $u \in U$ по метрикам ρ_0, ρ необходимо и достаточно, чтобы в нек-рой его окрестности $\rho_0 < a$ существовал функционал Ляпунова $V[\varphi]$ со следующими свойствами: V положительно определён по метрике ρ, непрерывен по метрике ρ_0, не растёт со временем вдоль траектории движения.

Условия теоремы означают, что существуют две непрерывные монотонно растущие ф-ции $m(\rho) > 0$ и $M(\rho_0) > 0$, $m(0) = M(0) = 0$, называемые соответственно нижней и верхней ф-циями сравнения, такие, что справедливы неравенства

$$m(\rho) \leqslant V[\varphi] - V[u] \leqslant M(\rho_0). \qquad (3)$$

Пусть $\rho_0 < \delta$, тогда из (3) вытекает, что $M(\delta) > M(\rho_0) \geqslant m(\rho)$, откуда $\rho < \varepsilon$, т. е. движение устойчиво.

Выбор метрик ρ и ρ_0 диктуется видом функционала Ляпунова. Пусть V — аддитивный функционал, т. е.

$$V[\varphi] = \int d^D x F(\varphi, \dot{\varphi}, \nabla\varphi), \quad \dot{\varphi} \equiv \partial_t \varphi, \qquad (4)$$

и решение u является его критич. точкой. Тогда $\delta V[u] = 0$, и поэтому справедливо представление

$$V[u + \xi] = V[u] + \int_0^1 ds (1 - s)\, \delta^2 V[u + \xi s].$$

Если же V — глобально выпуклый функционал, то $\delta^2 V[u + s\xi] > 0$. Это позволяет выбрать в качестве текущей метрики

$$\rho(\xi) = \left(\int_0^1 ds (1 - s)\, \delta^2 V[u + s\xi]\right)^{1/2}. \qquad (5)$$

В этом и состоит метод В. И. Арнольда (1965), в к-ром полагается $V = H + C$, где H — гамильтониан (энергия), а C — нек-рый интеграл движения (инвариант Казимира), выбираемый так, чтобы $\delta V[u] = 0$. Т. о., выбор метрики определяется структурой $\delta^2 V$, согласно (5). Отметим, что представление (4) удобно в тех случаях, когда ур-ния движения содержат вторую производную по времени.

Часто используется также понятие формальной, или энергетической, устойчивости, когда существует закон сохранения

$$\mathscr{E}=\int d^D x F(\varphi, \dot{\varphi}, \nabla\varphi)=\text{const},$$

или закон эволюции $\dot{\mathscr{E}}\leqslant 0$, такие, что в окрестности изучаемого решения $\delta\mathscr{E}=0$, $\delta^2\mathscr{E}>0$. Ясно, что из энергетич. устойчивости вытекает линеаризованная, т. к. в силу линеаризованных ур-ний эволюции $\delta^2\dot{\mathscr{E}}\leqslant 0$, и чтобы убедиться в устойчивости, достаточно взять $\rho^2=\rho_0^2=\delta^2\mathscr{E}$. Однако обратное неверно, что подтверждается примером из механики, когда гамильтониан имеет вид

$$H=\frac{1}{2}(p_1^2+q_1^2-p_2^2-q_2^2-q_1^2q_2^2)=\mathscr{E}.$$

Линеаризованная устойчивость в этом примере очевидна (два независимых осциллятора), но квадратичная форма $\delta^2H=\delta p_1^2+\delta q_1^2-\delta p_2^2-\delta q_2^2$ знакопеременна.

Наконец, говорят об устойчивости в целом или глобальной устойчивости, если система устойчива для любых, как угодно больших, значений ρ_0, ρ. Это наиб. сильная устойчивость.

Осн. критерий неустойчивости даётся следующей теоремой.

Теорема Четаева—Мовчана о неустойчивости (1960). Для неустойчивости решения $u\in U$ по метрикам ρ_0, ρ необходимо и достаточно, чтобы существовал функционал Четаева $W[\varphi]$ со следующими свойствами: W непрерывен по метрике ρ_0, ограничен по метрике ρ, растёт со временем вдоль траектории движения в области $W>0$. Т. о., смысл теоремы состоит в том, что обеспечивается существование таких нач. возмущений, к-рые выводят систему из заданного режима движения.

Осн. задача исследования У. с. прямым методом состоит в отыскании соответствующих функционалов V или W. Если функционал Ляпунова выбран, то предстоит убедиться в его выпуклости, т. е. в выполнении условия $\delta^2V[u+\xi]\geqslant m(\rho)$. Однако на практике в лучшем случае удаётся проверить лишь локальное условие $\delta^2V[u]>0$. Т. о., представляется необходимым изучить структуру второй вариации функционала Ляпунова. При этом выясняется, что в наиб. распространённом случае, когда солитонное решение $u(t, \boldsymbol{x})$ стационарно, т. е. удовлетворяет ур-ниям

$$\frac{\delta V}{\delta\varphi}=0, \quad \frac{\delta V}{\delta\varphi}=0, \tag{6}$$

где V — аддитивный функционал вида (4), для достаточно быстро убывающих на пространственной бесконечности солитонных конфигураций с асимптотикой типа $|\nabla u|=O(r^{-\alpha-D/2})$, $\alpha>0$, $r=|\boldsymbol{x}|$, вторая вариация $\delta^2V[u]$ при $D\geqslant 2$ знакопеременна в стандартной метрике $d=\|\varphi-u\|_B$, напр. в метрике $L_2(\mathbb{R}^D)$ (т. н. обобщённая теорема Хобарта—Деррика).

Вышесказанное означает, что если ограничиться аддитивными функционалами Ляпунова (4), то возможно существование только условно-устойчивых многомерных стационарных солитонов, т. е. устойчивых лишь при некрых ограничениях на нач. возмущения ξ_0. Такие ограничения возникают естественно для случая *топологических солитонов*, наделённых тождественно сохраняющимися интегральными характеристиками — *топологическими зарядами*, учёт к-рых упрощает анализ устойчивости. В связи с этим ограничимся распространённым случаем нетопологич. солитонов, для к-рых естественной оказывается орбитальная устойчивость.

Известно, что любые условия на возмущения можно ввести в определение метрики ρ, хотя это и приводит к усложнению анализа. Для описания условной устойчивости множества U стационарных решений удобно выделить какое-то одно из них u (или нек-рое их подмножество, задаваемое параметрами $\boldsymbol{\omega}$), а все остальные рассматривать как порождённые им в результате действия преобразований из группы G инвариантности ур-ния (1). Пусть G_0 — группа инвариантности функционала V в (4) и (6) с параметрами $\boldsymbol{\alpha}_0$, являющаяся подгруппой группы G с параметрами $\boldsymbol{\alpha}=\{\boldsymbol{\alpha}_0, \boldsymbol{\beta}\}$, где $\boldsymbol{\beta}$ — дополнит. параметры. В общем случае стационарное решение зависит как от групповых, $\boldsymbol{\alpha}$, так и негрупповых, $\boldsymbol{\omega}$, параметров, т. е. $u=u(t, \boldsymbol{x}|\boldsymbol{\alpha}, \boldsymbol{\omega})\subset U$. При этом стационарные решения ур-ний (6) отвечают выбору $\boldsymbol{\beta}=\boldsymbol{\beta}_0$ и образуют подмножество $U_0\subset U$. Множество стационарных решений, отвечающее фиксированным параметрам $\boldsymbol{\beta}_0$, $\boldsymbol{\omega}=\boldsymbol{\omega}_0$, обозначим $U_\omega\subset U_0$. Солитонную конфигурацию будем называть возмущённой, если $\varphi\notin U$.

При изучении орбитальной устойчивости естественно определить следующие метрики, задавшись нек-рой банаховой нормой $d=\|\varphi-u\|_B$:

$$\rho_1=\inf_{\alpha_0} d, \quad \rho_2=\inf_{\alpha} d, \quad \rho_3=\inf_{\alpha,\omega} d. \tag{7}$$

Однако осуществляя в (7) минимизацию по параметрам решения u, убеждаемся, что они становятся ф-циями времени, и поэтому предельная ф-ция $u[t, \boldsymbol{x}|\boldsymbol{\alpha}(t), \omega(t)]$ в общем случае может не быть решением ур-ний движения. Это приводит к непривычному для физиков образу солитона с «плавающими» параметрами («солитона — моллюска»), что инициировало поиски альтернативного описания. Чтобы преодолеть это затруднение, заметим, что одной из мотиваций выбора метрик (7) было запрещение нулевых мод $\varphi_{\alpha_0}=\hat{A}_{\alpha_0}u$ (где $\hat{A}_{\alpha_0}$ — *генераторы группы*), отвечающих сдвигам по групповым параметрам и обращающих в нуль δ^2V. В самом деле, для $\varphi\in U_\omega$ из (7) следует, что $\rho_1=0$. Но последнего можно добиться и более простым способом. Напр., можно рассматривать пространство допустимых возмущений ξ как подпространство гильбертова пространства со скалярным произведением $(,)$, выделенное условиями $(\xi, \varphi_{\alpha_0})=0$. Др. путь состоит в том, чтобы выбрать нек-рый достаточно удалённый момент времени $t=T$ и «остановить» возмущённый солитон, совершив подходящее групповое преобразование $\varphi\to\varphi_g$, $d\to d_g$, а затем осуществить минимизацию метрики d_g по $u\in U_\omega$ (или $u\in U_0$) и $g\in G$. Это определит параметры $\boldsymbol{\alpha}(T)$ и соответствующую метрику $d_g=\|\varphi_g-u\|_B$. В зависимости от выбора множества U_ω или U_0 получаются разные метрики [при фиксированных параметрах $\boldsymbol{\alpha}=\boldsymbol{\alpha}(T)$]:

$$\rho=\inf_{U_\omega} d_g, \quad \rho'=\inf_{U_0} d_g.$$

Практически же указанная процедура исключения нулевых мод осуществляется путём фиксации набора интегралов движения Q_i (обобщённых зарядов) типа импульса $\boldsymbol{P}$, момента импульса $\boldsymbol{L}$, числа частиц N, электрич. заряда Q и др. Устойчивость при фиксированных обобщённых зарядах Q_i получила назв. Q-устойчивости. Для наиб. распространённого случая, когда система обладает единственным зарядом Q, справедлива т. н. Q-теорема.

2. **Q-теорема.** Рассмотрим простой для анализа случай, когда солитон описывается комплексным скалярным полем ψ в четырёхмерном пространстве-времени Минковского. Пусть невозмущённое решение ур-ний движения имеет вид

$$\psi_0=u(\boldsymbol{r})\exp(-i\omega t), \quad u^*=u, \quad \boldsymbol{r}\in\mathbb{R}^3, \tag{8}$$

где ф-ция u достаточно быстро убывает при $r\to\infty$. Рассмотрим класс моделей, удовлетворяющих требованиям релятивистской и $U(1)$-инвариантностей (для $g\in U(1)$ $\psi_g=e^{i\gamma}\psi$) и задаваемых лагранжевой плотностью вида

$$L=-F(p, q, s).$$

Здесь введены релятивистские инварианты

$$p=-\partial_\mu\psi^*\partial^\mu\psi, \quad q=j_\mu j^\mu, \quad s=\psi^*\psi, \quad \mu=0, 1, 2, 3,$$

где $j_\mu=(i/2)\psi^*\overleftrightarrow{\partial}_\mu\psi$. Построим также инвариантное множество U_0 невозмущённых солитонных решений, представляющее собой совокупность орбит группы $G_0=[T(3)\boxtimes SO(3)]\otimes U(1)$, включающей пространственные сдвиги, повороты и фазовые преобразования. Иными словами,

$$U_0=\{u(\hat{O}r+\alpha;\ \omega)e^{i\gamma}\},\qquad(9)$$

где $\hat{O}$ — матрица 3-поворотов, $\alpha\in\mathbb{R}^3$, $\gamma\in[0,\ 2\pi]$. Подчеркнём, что частота ω в множестве (9) не фиксирована.

Если возмущённый солитон описывать полем $\psi=\varphi(t,\ r)\exp(-i\omega t)$, то возмущение ξ определим как $\xi=\varphi-u=\xi_1+i\xi_2$, $\xi_k^*=\xi_k$. Метрики ρ_0, ρ выберем в виде

$$\rho_0(\xi)=\sum_{k=1}^{2}(\|\xi_k\|+\|\xi_k\|')_C;\ \rho(\xi)=\inf_{U_0}\sum_{k=1}^{2}(\|\xi_k\|+\|\xi_k\|),\qquad(10)$$

где $\|\|$ — норма в $L_2(\mathbb{R}^3)$, значок C обозначает совместную норму в $L_2\cap C$,

$$\|\xi\|'=\|\nabla\xi\|+\|\xi\|.$$

Изучим Q-устойчивость солитонных решений (8), наложив условие фиксации заряда, уже предполагающееся в определении (10):

$$Q=\int d^3x\,(F_p-F_q s)j_0=Q[\psi_0]=Q_0.\qquad(11)$$

Введём удобные для дальнейшего обозначения:

$$h=-2\omega^2 s(F_{pp}-2F_{pq}s+F_{qq}s^2)+F_p-F_q s,$$
$$g=\operatorname{div}(u\boldsymbol{a})+uc,\ \boldsymbol{a}=\omega(F_{pq}s-F_{pp})\nabla s,$$
$$c=2\omega\left[F_p+s(F_{ps}-2F_q-F_{qs}s)-\omega^2 s(F_{pp}-3F_{pq}s+2F_{qq}s^2)\right].$$

Выберем в качестве функционала Ляпунова интеграл движения

$$V=\mathscr{E}-\omega Q,$$

где $\mathscr{E}$ — энергия поля. Его вторая вариация может быть представлена в виде

$$\delta^2V=(\dot{\xi}_1,\ F_p\dot{\xi}_1)+(\dot{\xi}_2,\ h\dot{\xi}_2)+\sum_{k=1}^{2}(\xi_k,\ \hat{L}_k\xi_k),\qquad(12)$$

где введены самосопряжённые операторы

$$\hat{L}_1=2\omega^4 s(F_{pp}+4F_{qs}s^2-4F_{pq}s)+F_s+2F_{ss}s+$$
$$+\omega^2(-F_p+6F_q s-4F_{ps}s+8F_{qs}s^2)+$$
$$+\operatorname{div}\{-F_p\nabla-2F_{pp}\nabla u(\nabla u\nabla)+[\omega^2(F_{pp}-2F_{pq}s)-F_{ps}]\nabla s\};$$
$$\hat{L}_2=F_s-\omega^2F_p+F_q(\omega^2s-p)-\operatorname{div}\left[(F_p-F_q s)\nabla+F_q\nabla s/2\right].$$

Из (12) следует, что для положительной определённости δ^2V необходимо выполнение неравенств $F_p>0$, $h>0$.

Оказывается, что безузловые солитоны ($u>0$) могут быть устойчивыми, тогда как узловые солитоны (для к-рых на нек-рых поверхностях $u=0$) всегда неустойчивы. Заметим, что для безузловых солитонов спектр оператора $\hat{L}_2$ неотрицателен, т. к. $\hat{L}_2u=0$, $u>0$, и поэтому u — первая собственная ф-ция оператора $\hat{L}_2$, тогда как нулевая мода $\xi_2=u$ исключается выбором метрики ρ.

Анализируя структуру второй вариации (12), можно установить справедливость следующей теоремы (Q-теоремы): безузловые стационарные решения (8) Q-устойчивы по Ляпунову в области

$$\frac{\partial Q}{\partial\omega}<0,\qquad(13)$$

если в ней оператор $\hat{L}_1$ имеет единств. отрицат. собств. значение, а собств. ф-ция ψ_- удовлетворяет условию

$$(g,\ \psi_-)\neq0.\qquad(14)$$

Условия Q-теоремы необходимы для устойчивости безузловых солитонов, что можно установить с помощью следующего функционала Четаева:

$$W=-\Delta V[(\dot{\xi}_1,\ F_p\dot{\xi}_1)-(\xi_2,\ h\dot{\xi}_2)+(\xi_1,\ c\xi_2)-(\xi_2,\ \boldsymbol{a}\nabla\xi_1)],$$

где $\Delta V=V-V_0$, $V_0=V[\psi_0]$. Вычисляя его производную $\dot{W}$, находим:

$$\dot{W}=-\Delta V[(\ddot{\xi}_1,\ F_p\dot{\xi}_1)-(\dot{\xi}_2,\ h\dot{\xi}_2)-(\xi_1,\ \hat{L}_1\xi_1)+(\xi_2,\ \hat{L}_2\xi_2)].$$

Отсюда следует, что в области $\Delta V<0$ $\dot{W}>0$, т. е. имеет место неустойчивость солитонов.

Чтобы убедиться в неустойчивости узловых солитонов, заметим, что в этом случае возмущение ξ_2 всегда содержит решение однородного ур-ния $h\ddot{\eta}+\hat{L}_2\eta=0$, допускающего знакопеременный интеграл «энергии»

$$\mathscr{E}=(\dot{\eta},\ h\dot{\eta})+(\eta,\ \hat{L}_2\eta),$$

т. к. оператор $\hat{L}_2$ имеет отрицат. собств. значения. Это видно из ур-ния $\hat{L}_2u=0$ и наличия узлов у ф-ции $u(r)$. Неустойчивость доказывается существованием функционала Четаева $W=-\mathscr{E}(\eta,\ h\dot{\eta})$, для к-рого $\dot{W}>0$ в области $\mathscr{E}<0$.

Рассмотрим примеры применения Q-теоремы для анализа устойчивости солитонов в D-мерном пространстве.

1) Степенная модель. В этом случае $F=p+s-s^n/n$ и ф-ция $u(x)$ удовлетворяет ур-нию

$$[\Delta-1+\omega^2+u^{2(n-1)}]u=0,\qquad(15)$$

к-рое имеет безузловое решение $u(r)$ при условиях $|\omega|<1$, $0<1-1/n\leqslant2/D$. Выполнив в (15) замену переменных: $x=r(1-\omega^2)^{-1/2}$, $u=v(1-\omega^2)^{\sigma}$, $\sigma^{-1}=2(n-1)$, находим заряд $Q(\omega)$ невозмущённого солитона:

$$Q(\omega)=\omega\|u\|^2=C\omega(1-\omega^2)^{\gamma},$$
$$\gamma=(n-1)^{-1}-D/2,\quad C=\text{const}.\qquad(16)$$

Из (16) следует, что условие (13) выполнено для частот

$$1>|\omega|>\left(\frac{n+1}{n-1}-D\right)^{-1/2}.\qquad(17)$$

Условие (14) также выполнено, т. к. $g=2\omega u\neq0$, а ф-ция $\psi_-\neq0$ как первая собств. ф-ция оператора $\hat{L}_1$. Поэтому неравенство (17) определяет область устойчивости безузловых солитонов.

2) Логарифмическая модель задаётся ф-цией $F=p+s(1-\ln s)$ и допускает решения вида

$$u(r)=\exp[(D-\omega^2-r^2)/2].$$

Отсюда находим зависимость заряда от частоты:

$$Q(\omega)=\omega\|u\|^2=C\omega\exp(-\omega^2),\quad C=\text{const},$$

определяющую, согласно (13), область устойчивости:

$$|\omega|>2^{-1/2}.$$

3) *Шрёдингера уравнение нелинейное* $-i\dot{\psi}=[\Delta+|\psi|^{2(n-1)}]\psi$, $n>1$, допускает решения (8) с амплитудой u, подчиняющейся ур-нию (15) с переобозначением $\omega^2-1\to\omega<0$. Замена переменных $x=r|\omega|^{-1/2}$, $u=v|\omega|^{\sigma}$, $\sigma^{-1}=2(n-1)$ позволяет найти заряд как ф-цию от ω:

$$Q(\omega)=\|u\|^2=C|\omega|^{\gamma},\quad\gamma=(n-1)^{-1}-D/2,\quad C=\text{const}.$$

Отсюда следует, что в области устойчивости $1<n<1+2/D$, а при $n>1+2/D$ солитоны неустойчивы. Это устанавливается с помощью функционала Четаева $W=(V_0-V)(\xi_1,\ \xi_2)$.

3. **Метод Захарова — Кузнецова** (1974). Метод состоит в доказательстве ограниченности снизу энергии консервативной системы при условии фиксации нек-рых дополнит. интегралов движения. Проиллюстрируем метод на последнем примере, показав, что интеграл энергии $\mathscr{E}$ в $\mathbb{R}^3$ оценивается снизу через заряд Q. В самом деле,

$$\mathscr{E}[\psi]=\int d^3x\left(|\nabla\psi|^2-\frac{1}{n}|\psi|^{2n}\right)=\|\nabla\psi\|^2-\frac{1}{n}\|\psi^n\|^2.$$

Вводя обозначение $I_{2k}=\|\psi^k\|^2$, $k=1,\ 2,\ \ldots$, и используя неравенства

$$\|\nabla\psi\|^2\geqslant\alpha I_6^{1/3},\ \alpha=3\left(\frac{\pi}{2}\right)^{4/3},\ I_{2n}\leqslant I_2^{(3-n)/2}I_6^{(n-1)/2},$$

приходим к оценке

$$\mathscr{E}[\psi]\geqslant\alpha I_6^{1/3}-\frac{1}{n}I_2^{(3-n)/2}I_6^{(n-1)/2}.$$

Если $5>3n$, то правая часть этого неравенства имеет минимум при

$$I_6=\left[\frac{3(n-1)}{2\alpha n}\right]^{6/(5-3n)} I_2^{3(3-n)/(5-3n)}.$$

Поэтому энергия $\mathscr{E}[\psi]$ при фиксированном $I_2=Q$ также имеет минимум, к-рый и реализуется на нек-рой стабильной конфигурации.

Используем метод Захарова — Кузнецова для доказательства существования стабильных солитонов ещё в двух распространённых моделях.

1) *Кортевега — де Фриса уравнение* ($D=1$) $\partial_t\varphi+\partial_x^3\varphi+6\varphi\partial_x\varphi=0$ описывает волны на мелкой воде и допускает законы сохранения энергии

$$\mathscr{E}=\int dx\left[\frac{1}{2}(\partial_x\varphi)^2-\varphi^3\right]\equiv\frac{1}{2}\|\partial_x\varphi\|^2-I_3$$

и импульса $P=\int dx\varphi^2=I_2$. Используя неравенство Гальярдо — Ниренберга — Ладыженской $I_3\leqslant CI_2^{5/4}\|\partial_x\varphi\|^{1/2}$, получаем оценку для энергии снизу:

$$\mathscr{E}\geqslant\frac{1}{2}\|\partial_x\varphi\|^2-CI_2^{5/4}\|\partial_x\varphi\|^{1/2},\quad C=\text{const}.$$

Минимизируя правую часть этого неравенства по $\|\partial_x\varphi\|$, находим $\mathscr{E}\geqslant -C_0I_2^{5/3}$, $C_0=\text{const}$. Т. о., при фиксированном импульсе $P=I_2$ энергия ограничена снизу и имеет минимум, к-рый реализуется на нек-рой устойчивой конфигурации.

2) *Кадомцева — Петвиашвили уравнение* ($D=2$)

$$\partial_x(\partial_t\varphi+6\varphi\partial_x\varphi+\partial_x^3\varphi)=3\partial_y^2\varphi$$

рассматривается как двумерное обобщение ур-ния Кортевега — де Фриса и также допускает законы сохранения энергии

$$\mathscr{E}=\int d^2x\left[\frac{1}{2}(\partial_x\varphi)^2+\frac{3}{2}(\partial_y w)^2-\varphi^3\right],\quad \partial_x w=\varphi,$$

и импульса $P=\int d^2x\varphi^2=I_2$. Воспользуемся неравенством Гёльдера $I_3\leqslant(I_2I_4)^{1/2}$, а также очевидными неравенствами

$$I_4\leqslant 4\int d^2x|\varphi\partial_x\varphi|\int d^2x|\varphi\partial_y\varphi|,$$
$$\int d^2x|\varphi\partial_y\varphi|=\int d^2x|\varphi\partial_{xy}^2 w|\leqslant\int d^2x|\partial_x\varphi|\|\partial_y w|\leqslant$$
$$\leqslant\|\partial_x\varphi\|\,\|\partial_y w\|,$$

объединяя к-рые, приходим к соотношению $I_3\leqslant 2I_2^{3/4}\|\partial_x\varphi\|\,\|\partial_y w\|^{1/2}$, позволяющему получить оценку для энергии снизу:

$$\mathscr{E}\geqslant\frac{1}{2}\|\partial_x\varphi\|^2+\frac{3}{2}\|\partial_y w\|^2-2I_2^{3/4}\|\partial_x\varphi\|\,\|\partial_y w\|^{1/2}. \quad (18)$$

Минимизируя правую часть в (18) по $\|\partial_x\varphi\|$ и $\|\partial_y w\|$, получаем неравенство $\mathscr{E}\geqslant -(2/3)I_2^3$, означающее, что при фиксированном импульсе $P=I_2$ минимум энергии реализуется на нек-рой стабильной солитонной конфигурации.

4. **Пример применения прямого метода в кинетической теории плазменных солитонов.** Рассмотрим эл.-статич. приближение Власова — Пуассона в одномерном случае ($D=1$). Ур-ния для ф-ции распределения электронов $f(t, x, v)$ и напряжённости электрич. поля в плазме $E(t, x)$ в приближении тяжёлых ионов имеют вид (распределение ионов не зависит от времени)

$$\partial_t f+v\partial_x f-E\partial_v f=0,\quad \partial_x E=1-\int dv f. \quad (19)$$

С учётом граничных условий

$$E(t,\pm\infty)=0,\ f(t,\pm\infty,v)=f_\infty(v),\ \int dv f_\infty(v)=1$$

в системе отсчёта, связанной с центром распределения f_∞, электрич. поле исключается:

$$E(t,x)=-\int\limits_{-\infty}^{x}dx'\int dv'\left[f(t,x',v')-f_\infty(v')\right].$$

Пусть невозмущённое решение ур-ний (19) стационарно:

$$f_0=f_0(w,\mu),\ E_0(x)=-\varphi_0'(x+a),\ a=\text{const},$$

где $w=v^2/2-\varphi_0(x+a)$ — энергия электрона, $\mu=\operatorname{sign}v$. Т. к. $f>0$, полагаем $f=\chi^2$, $f_0=\chi_0^2$, считая χ_0 решением ур-ния

$$\hat{D}_0\chi_0=0, \quad (20)$$

где $\hat{D}_0=-v\partial_x+E_0\partial_v$. При этом возмущение $\xi=\chi-\chi_0$ с учётом (20) и линеаризованного условия нормировки $\int dx\int dv\chi_0\xi=0$ удобно представить в виде

$$\xi=\hat{D}_0(S(2f_0)^{-1/2}\varphi),\ \ S=|\partial_w f_0|^{1/2},$$

считая, что φ удовлетворяет линеаризованному ур-нию

$$\hat{L}\partial_t\varphi=\hat{H}\varphi, \quad (21)$$

где введены операторы

$$\hat{L}=\varepsilon\hat{D}_0,\ \ \varepsilon=\operatorname{sign}(\partial_w f_0),\ \ \hat{H}=\varepsilon\hat{D}_0^2+vS\int dv'v'S(x,v').$$

Из ур-ния (21) следует, что существует интеграл движения

$$V=\int dx\left[-\int dv\varepsilon(\hat{D}_0\varphi)^2+\left(\int dv vS\varphi\right)^2\right]. \quad (22)$$

В случае $\varepsilon=-1$ функционал (22) положительно определён, что говорит об устойчивости монотонных по энергии w распределений — теорема Ньюкомба — Гарднера (классич. пример: распределение Максвелла — Больцмана $f_0=Ae^{-w}$). Покажем, что монотонные распределения глобально устойчивы, выбрав функционал Ляпунова

$$V_1=\int dx\left\{\frac{1}{2}E^2+\int dv\left[\frac{1}{2}fv^2+\lambda(f-f_\infty)+G(f)\right]\right\},$$

где λ — множитель Лагранжа, $G(f)$ — нек-рая вспомогательная ф-ция, определяемая из условия стационарности V_1. Из условия $\delta V_1(f_0)=0$ находим $\lambda=-G'(f_0)-w$, или, после дифференцирования по w, $1=S^2G''(f_0)$. Т. о., V_1 — глобально выпуклый функционал. В частности, полагая $\delta f=\sqrt{2}SD_0\varphi$, убеждаемся, что $\delta^2V_1=2V>0$.

Однако если распределение f_0 немонотонно по энергии, то функционал (22) знакопеременный, что говорит о неустойчивости. В самом деле, для функционала Четаева

$$W=V\int dx\int dv\varepsilon F(x,v)(\hat{D}_0\varphi)^2,$$

где F — решение вспомогат. ур-ния

$$\hat{D}_0F=1+\varepsilon F^2\int dv v^2S^2,$$

найдём, что $\dot{W}\geqslant V^2$ в области $V<0$. Т. о., немонотонные распределения неустойчивы по метрикам ρ_0, ρ, где

$$\rho_0^2=\int dx\left[\int dv(1+|F|)(\hat{D}_0\varphi)^2+\left(\int dv vS\varphi\right)^2\right],\ \ \rho=\inf_a\rho_0.$$

(Подробное изложение теории прямого метода Ляпунова и его приложений смотри в прилагаемом списке литературы.)

Лит.: Ляпунов А. М., Общая задача об устойчивости движения, 2 изд., Л.—М., 1935; Зубов В. И., Методы А. М. Ляпунова и их применение, Л., 1957; Мовчан А. А., Устойчивость процессов по двум метрикам, «Прикл. матем. и мех.», 1960, т. 24, в. 6, с. 988; Жидков Е. П., Кирчев И. П., Устойчивость решений вида уединенных волн некоторых нелинейных уравнений математической физики, «ЭЧАЯ», 1985, т. 16, в. 3, с. 597; Рыбаков Ю. П., Устойчивость многомерных солитонов в киральных моделях и гравитации, в кн.: Итоги науки и техники, сер. Классическая теория поля и теория гравитации, т. 2, М., 1991, с. 56; Benjamin T. B., Stability of solitary waves, «Proc. Roy. Soc.», 1972, v. 328A, p. 153; Makhankov V. G., Dynamics of classical solitons (in non-integrable systems), «Phys. Repts», 1978, v. 35, № 1, p. 1; Holm D. D. [a. o.], Nonlinear stability of fluid and plasma equilibrium, «Phys. Repts», 1985, v. 123, № 1—2, p. 1; Shatah J., Strauss W., Instability of nonlinear bound states, «Comm. Math. Phys.», 1985, v. 100, № 2, p. 173; Kuznetsov E. A., Rubenchik A. M., Zakharov V. E., Soliton stability in plasmas and hydrodynamics, «Phys. Repts», 1986, v. 142, № 3, p. 103; Grillakis M., Shatah J., Strauss W., Stability theory of solitary waves in the presence of symmetry. I, II, «J. Funct. Anal.», 1987, v. 74, № 1, p. 160; 1990, v. 94, № 2, p. 308. *Ю. П. Рыбаков.*

УСТО́ЙЧИВОСТЬ УПРУ́ГИХ СИСТЕ́М — свойство упругих систем возвращаться к состоянию равновесия после малых отклонений их из этого состояния. Понятие У. у. с. тесно связано с общими понятиями *устойчивости движения* и равновесия. Устойчивость является необходимым условием для любой конструкции. Потеря устойчивости

может стать причиной разрушения как отд. элемента конструкции, так и сооружения в целом.

Нагрузка, при к-рой устойчивое равновесие переходит в неустойчивое, наз. критич. нагрузкой, а состояние системы — критич. состоянием. Установление критич. состояний составляет осн. предмет теории У. у. с.

Для прямого стержня, сжатого вдоль оси силой P, значение критич. силы $P_{кр}$ определяется ф-лой Эйлера: $P_{кр}=\pi^2 EI/(\mu l)^2$, где E — модуль упругости материала; I — момент инерции поперечного сечения; l — длина стержня; μ — коэф., зависящий от условий закрепления концов. В случае двух шарнирных опор, одна из к-рых неподвижна, а вторая подвижна, $\mu=1$.

Для прямоуг. пластинки, сжатой в одном направлении, критич. напряжение $\sigma_{кр}=K\pi^2 D/b^2 h$, где $D=Eh^3/12(1-\nu)^2$ — т. н. цилиндрич. жёсткость; b и h — ширина и толщина пластинки; ν — коэф. Пуассона материала; K — коэф., зависящий от условий закрепления краёв и от отношения между размерами пластинки.

В случае круговой цилиндрич. оболочки, сжатой вдоль оси, можно установить т. н. верхнее критич. напряжение $\sigma_{кр\,в}=\left[1/\sqrt{3(1-\nu^2)}\right]E(h/R)$, где h и R — толщина и радиус кривизны срединной поверхности оболочки. Несколько иную структуру имеют ф-лы для верхнего критич. напряжения при действии поперечного давления или скручивающих пар сил. Потеря устойчивости реальных оболочек во мн. случаях происходит при меньшей нагрузке вследствие значит. влияния разл. факторов, особенно нач. неправильностей формы.

Для сложных конструкций точное решение задачи У. у. с. затруднено, поэтому прибегают к разл. приближённым методам. Для многих из них пользуются энергетич. критерием устойчивости, в к-ром рассматривается характер изменения потенц. энергии Π системы при малом отклонении её от положения равновесия (для устойчивого равновесия $\Pi=\min$). При рассмотрении неконсервативных систем, напр. стержня, сжатого силой, наклон к-рой меняется в процессе изгиба (следящая сила), применяется динамич. критерий, заключающийся в определении малых колебаний нагруженной системы.

Важное значение имеет исследование т. н. закритич. поведения упругих систем. Оно требует решения нелинейных краевых задач. Для стержня закритич. деформация оказывается возможной лишь при его очень большой гибкости. Напротив, для тонких пластинок вполне возможны значит. прогибы в закритич. стадии — при условии, что края пластинки подкреплены жёсткими стержнями (стрингерами). Для оболочек закритич. деформация связана обычно с прощёлкиванием и потерей несущей способности конструкции.

Приведённые выше данные относятся к случаю, когда потеря У. у. с. имеет место в пределах упругости материала. Для исследования У. у. с. за пределами упругости пользуются *пластичности теорией*. Если нагрузка, приводящая к потере устойчивости, динамическая, необходимо учитывать силы инерции элементов конструкции, отвечающие характерным перемещениям. При ударных нагрузках исследуются волновые процессы передачи усилий в конструкции. Если материал конструкции находится в состоянии ползучести, для определения критич. параметров пользуются соотношениями теории ползучести.

Лит.: Болотин В. В., Динамическая устойчивость упругих систем, М., 1956; его же, Неконсервативные задачи теории упругой устойчивости, М., 1961; Вольмир А. С., Устойчивость деформируемых систем, 2 изд., М., 1967; его же, Оболочки в потоке жидкости и газа. Задачи гидроупругости, М., 1979; Тимошенко С. П., Устойчивость стержней, пластин и оболочек, М., 1971.

А. С. Вольмир.

УСТО́ЙЧИВЫЕ РАСПРЕДЕЛЕ́НИЯ — распределения вероятностей, обладающих свойством, что для любых $a_1>0$, b_1, $a_2>0$, b_2 имеет место соотношение

$$F(a_1x+b_1)*F(a_2x+b_2)=F(ax+b), \qquad (1)$$

где $a>0$ и b — нек-рые постоянные, F — ф-ция распределения У. р., $*$ — символ операции свёртки двух ф-ций распределения.

Характеристич. ф-ция У. р.:

$$\varphi(t)=\exp\left\{idt+c|t|^{\alpha}\left[1+i\beta\frac{t}{|t|}\omega(t,\alpha)\right]\right\}, \qquad (2)$$

где $0<\alpha\leqslant 2$, $-1\leqslant\beta\leqslant 1$, $c\geqslant 0$, d — любое действительное число и

$$\omega(t,\alpha)=\begin{cases}\operatorname{tg}\dfrac{\pi\alpha}{2} & \text{при } \alpha\neq 1,\\ \dfrac{2}{\pi}\ln|t| & \text{при } \alpha=1.\end{cases}$$

Число α наз. показателем устойчивого распределения. У. р. с показателем $\alpha=2$ — *Гаусса распределение*, пример У. р. с показателем $\alpha=1$ — *Коши распределение*.

Благодаря (1) У. р. является безгранично делимым распределением (БДР), т. е. может быть представлено как композиция (свёртка) любого числа $n\geqslant 2$ одинаковых распределений. Для характеристич. ф-ции БДР имеет место т. н. каноническое представление Леви:

$$\ln\varphi(t)=i\gamma t-\frac{\sigma^2t^2}{2}+\int_{-\infty}^{0}\left(e^{ixt}-1-\frac{ixt}{1+x^2}\right)dM(x)+$$
$$+\int_{0}^{\infty}\left(e^{ixt}-1-\frac{ixt}{1+x^2}\right)dN(x),$$

где характеристики представления γ, σ^2, M, N удовлетворяют условиям: $-\infty<\gamma<\infty$, $\sigma^2\geqslant 0$, $M(x)$ и $N(x)$ — неубывающие непрерывные слева ф-ции на $(-\infty, 0)$ и $(0, \infty)$ соответственно и такие, что

$$\lim_{x\to\infty}N(x)=\lim_{x\to-\infty}M(x)=0,$$

$$\int_{-1}^{0}x^2dM(x)<\infty,\quad\int_{0}^{1}x^2dN(x)<\infty.$$

У. р. с показателем α, $0<\alpha<2$, соответствует канонич. представление Леви с характеристиками:

$$\sigma^2=0,\quad M(x)=c_1/x^{\alpha},\quad N(x)=-c_2/x^{\alpha},\quad c_1\geqslant 0,\quad c_2\geqslant 0,$$

$c_1+c_2>0$, γ — любое действительное число.

Для У. р., за исключением вырожденного распределения, существуют плотности. Эти плотности бесконечно дифференцируемы, одновершинны и отличны от нуля или на всей прямой, или на полупрямой. Для У. р. с показателем α, $0<\alpha<2$, при $\delta<\alpha$ выполняются соотношения

$$\int_{-\infty}^{\infty}|x|^{\delta}p(x)dx<\infty,\quad\int_{-\infty}^{\infty}|x|^{\alpha}p(x)dx=\infty,$$

где $p(x)$ — плотность У. р. Явный вид плотностей У. р. известен лишь в немногих случаях.

В совокупности У. р. выделяется класс строго устойчивых распределений, для к-рых имеет место равенство (1) при $b_1=b_2=b=0$. Характеристич. ф-ции строго устойчивого распределения с показателем $\alpha\neq 1$ даются ф-лой (2) при $d=0$. При $\alpha=1$ строго устойчивым распределением является лишь распределение Коши. Спектрально положительные (отрицательные) У. р. характеризуются тем, что в канонич. представлении Леви $M(x)\equiv 0$ ($N(x)\equiv 0$). Для спектрально положительных У. р. существует преобразование Лапласа при $\operatorname{Re}s\geqslant 0$:

$$\int_{-\infty}^{\infty}e^{-sx}p(x)dx=\begin{cases}\exp(-cs^{\alpha}-ds) & \text{при } \alpha<1,\\ \exp(cs\ln s-ds) & \text{при } \alpha=1,\\ \exp(cs^{\alpha}-ds) & \text{при } \alpha>1,\end{cases}$$

где $p(x)$ — плотность спектрально положительного У. р. с показателем α, $0<\alpha<2$, $c>0$, d — действительное число, у многозначных ф-ций $\ln s$, s^{α} выбираются те ветви, для к-рых $\ln s$ действительный, а $s^{\alpha}>0$ при $s>0$.

У. р., как безгранично делимому распределению, соответствует однородный *случайный процесс* с независимыми приращениями (напр., *Винеровский случайный процесс*). Стохастически непрерывный однородный случайный процесс с независимыми приращениями $\{x(\tau), \tau \geqslant 0\}$ наз. устойчивым, если приращение $x(1)-x(0)$ имеет У. р.

Лит.: 1) Гнеденко Б. В., Колмогоров А. Н., Предельные распределения для сумм независимых случайных величин, М.—Л., 1949; 2) Прохоров Ю. В., Розанов Ю. А., Теория вероятностей, 3 изд., М., 1987; 3) Ибрагимов И. А., Линник Ю. В., Независимые и стационарно связанные величины, М., 1965; 4) Скороход А. В., Случайные процессы с независимыми приращениями, М., 1964; 5) Золотарев В. М., Одномерные устойчивые распределения, М., 1983. *Б. А. Рогозин.*

УШИРЕ́НИЕ СПЕКТРА́ЛЬНЫХ ЛИ́НИЙ — физ. процессы, приводящие к немонохроматичности спектральных линий и определяющие их контуры. Любое воздействие на излучающую или поглощающую квантовую систему (атом, молекулу) влияет на *контур спектральной линии* (ширину и сдвиг). Радиац. затухание ответственно за *естественную ширину спектральной линии*. Тепловое движение в газе приводит к доплеровскому уширению. Взаимодействие атома или молекулы с окружающими частицами вызывает уширение, сдвиг и асимметрию контура спектральной линии, зависящие от сорта возмущающих частиц и характеристик их движения.

В газах и плазме в зависимости от характера воздействия окружающих частиц различают два осн. механизма У. с. л.— ударный и квазистатический (статистический). Если в ср. длительность столкновения с возмущающими частицами мала по сравнению с временем между двумя последовательными столкновениями, то происходит ударное У. с. л. В этом случае столкновения приводят к мгновенному сдвигу фазы и неупругой релаксации верх. и ниж. состояний излучающей системы, контур спектральной линии имеет лоренцовскую форму, а ширина $\delta\omega$ (ω — круговая частота) и сдвиг линии Δ пропорциональны концентрации возмущающих частиц N:

$$\delta\omega = 2N\langle v\sigma'\rangle, \quad \Delta = N\langle v\sigma''\rangle. \qquad (1)$$

Здесь σ' и σ'' — т. н. эфф. сечения уширения и сдвига, v — относит. скорость движения частиц; угл. скобки означают усреднение по скоростям. В нек-рых случаях ударное У. с. л. практически полностью обусловлено неупругой релаксацией верх. и ниж. уровней a и b. При этом сдвиг линии почти отсутствует, а $\sigma' = (\sigma_a + \sigma_b)/2$, где $\sigma_{a,b}$ — эфф. сечения неупругого рассеяния. Как правило, хорошее количеств. описание У. с. л. даёт полуклассич. подход, в к-ром излучающий атом рассматривается как квантовая система, а относит. движение возмущающей частицы — как движение по классич. траектории в его поле. У. с. л. нейтральными частицами определяется ударным механизмом вплоть до давлений в неск. десятков атм. Уширение электронами в плазме практически всегда имеет ударный характер. В большинстве случаев в ударном приближении хорошо описывается центр. часть контура спектральной линии.

В противоположном предельном случае очень медленных столкновений можно считать, что в каждый момент имеют место сдвиг и расщепление спектральной линии, соответствующие текущему значению внеш. возмущения. Результирующий контур линии определяется усреднением по всем возможным конфигурациям возмущающих частиц. Такой квазистатич. механизм определяет распределение интенсивности $I(\omega)$ при больших отстройках от центральной частоты, т. е. в крыле линии. Если потенциал взаимодействия $V(R)$ атома с возмущающей частицей убывает с расстоянием R между ними по степенному закону $V = \hbar C_n / R^n$, то в крыле линии

$$I(\omega)d\omega \propto \frac{4\pi}{n} N C_n^{3/n} |\omega - \omega_0|^{-(3+n)/n} d\omega. \qquad (2)$$

Спектральные линии неводородоподобных атомов обладают одним квазистатистич. крылом; исключение составляет случай резонансного уширения. Воздействие положит. ионов на большинство линий водородоподобных атомов во мн. случаях вполне удовлетворительно описывается в квазистатич. приближении для всего контура. При этом в ф-ле (2) $n=2$. В случае α-линий (переходы $n \to n-1$) необходимо учитывать движение ионов.

К наибольшему У. с. л. приводит взаимодействие с заряж. частицами в плазме — т. н. штарковское уширение. Для водородоподобных линий осн. роль играет квазистатич. уширение ионами за счёт линейного Штарка эффекта, $V \propto 1/R^2$. При этом ширина линии $\delta\omega \propto N_i^{2/3}$ (N_i — концентрация ионов), а сдвиг практически отсутствует. В случае неводородоподобных линий определяющим является уширение электронами вследствие квадратичного эффекта Штарка. Штарковское уширение широко используют для определения концентрации заряж. частиц.

Уширение нейтральными частицами существенно зависит от типа радиац. перехода и сорта возмущающих частиц. Наиб. уширение, обусловленное резонансным дипольдипольным взаимодействием, наблюдается у резонансных линий атомов в однородном газе, т. е. при возмущении излучающего атома атомами того же сорта. Такое же резонансное уширение имеет место в том случае, когда один из уровней, между к-рыми происходит переход, связан с основным состоянием оптически разрешённым переходом. В этом случае сечение уширения $\sigma' \sim (1-5) \times 10^{-12}$ см^2, сдвиг линии мал по сравнению с шириной. Если возмущающими частицами являются атомы или молекулы постороннего газа, уширение атомных линий определяется ван-дер-ваальсовским взаимодействием $V = \hbar C_6 / R^6$. Характерные сечения уширения $\sigma' \sim 10^{-14} - 10^{-13}$ см^2, имеется сдвиг линии, к-рый обычно составляет $\sim 30\%$ ширины.

В молекулярных спектрах уширение линий электронных переходов происходит аналогично У. с. л. неводородоподобных атомов. Характер взаимодействия, к-рое определяет уширение колебательно-вращат. и вращат. линий, зависит от симметрии излучающих и возмущающих молекул (см. *Молекула, Молекулярные спектры*). Это может быть диполь-дипольное, диполь-квадрупольное, квадруполь-квадрупольное, ван-дер-ваальсовское взаимодействия или их комбинации. Характерные сечения уширения $\sigma' \sim (1-3) \cdot 10^{-15}$ см^2.

Рядом особенностей обладает У. с. л., связанных с ридберговскими уровнями атомов и молекул (см. *Ридберговские состояния*). Особенно велико сечение уширения электронным ударом $\sigma' \propto n^4$ и при $n \approx 20$ $\sigma' \gtrsim 10^{-10}$ см^2. При возмущении ридберговских уровней щелочных металлов собств. давлением $\sigma' \sim 5 \cdot 10^{-12}$ см^2, а при возмущении посторонними газами $\sigma' \sim 10^{-14} - 10^{-13}$ см^2.

Иногда при повышении давления газа У. с. л. из-за взаимодействия отсутствует и даже происходит сужение линии. Если эфф. сечение уширения σ' много меньше эфф. сечения упругих соударений $\sigma_{упр}$, то имеет место эффект сужения Дике. При малом давлении буферного газа линия имеет доплеровски уширенный контур. Если концентрация газа N повышается, так что длина свободного пробега излучающей частицы $L = 1/N\sigma_{упр} < \lambda/2\pi$ (где λ — длина волны спектральной линии), то упругие столкновения препятствуют свободному движению молекул и доплеровское уширение линии уменьшается. При этом ширина центральной части контура $\delta\omega \propto 1/N$. При дальнейшем повышении давления ширина линии достигает минимума и затем начинает возрастать пропорционально $2N\langle v\sigma'\rangle$. В оптич. области спектра этот эффект отсутствует. Слабо выраженный эффект Дике наблюдается на колебат. переходах нек-рых молекул. Значит. сужение может наблюдаться на радиочастотных переходах между компонентами сверхтонкой структуры осн. состояния атомов. В нек-рых случаях при повышении давления газа У. с. л. не происходит вследствие интерференц. эффектов (напр., для спектрального контура Q-ветви комбинац. рассеяния света в плотных газах).

Столкновения частиц приводят также и к изменению скорости атома или молекулы, поэтому, вообще говоря,

У. с. л., вызываемое взаимодействием частиц, и доплеровское У. с. л. не являются статистически независимыми. В обычных спектрах поглощения и испускания их статистич. зависимость существенно проявляется только в эффекте сужения Дике, однако в нелинейной спектроскопии статистич. зависимость ударного и доплеровского уширения часто весьма существенна. Для её описания используется квантовое кинетич. ур-ние.

Различают однородное и неоднородное У. с. л. Если вероятность $P_{ab}(\omega)$ поглощения или испускания на частоте ω, приводящего к квантовому переходу $a \to b$, одинакова для всех атомов, находящихся на уровне a, то линию наз. однородно уширенной. В противоположном случае имеет место неоднородное уширение. Однородным являются ударное и естественное У. с. л.; доплеровское и квазистатическое — примеры неоднородного уширения. При доплеровском уширении в резонанс с эл.-магн. волной вступают лишь атомы, для к-рых с точностью до естественной или ударной ширины $\delta\omega$ выполняется условие $\boldsymbol{k}\boldsymbol{v} = \omega - \omega_{ab}$ (здесь $\boldsymbol{k}$ — волновой вектор эл.-магн. волны, $\boldsymbol{v}$ — скорость атома). При квазистатич. уширении резонансно взаимодействуют с полем волны те атомы, у к-рых сдвиг частоты в локальном микрополе равен отстройке $\omega - \omega_{ab}$.

Неоднородно уширены линии примесных ионов в неоднородных кристаллах и аморфных твёрдых телах. Значительное однородное уширение ($\delta\omega \sim 10^{11} - 10^{13}\,\mathrm{c}^{-1}$) испытывают молекулярные линии в жидкостях и растворах. Вследствие перекрытия колебательно-вращат. полос в большинстве случаев вместо отд. спектральных линий в спектрах поглощения и люминесценции наблюдаются широкие полосы. Во мн. экспериментах лазерной спектроскопии и радиоспектроскопии (особенно в пучковых) время взаимодействия атомов или молекул с полем излучения мало по сравнению с временем жизни возбуждённого уровня. В результате наблюдаемый контур линии поглощения (или вынужденного испускания) испытывает т. н. время-пролётное (или просто пролётное) уширение. При этом ширина контура $\delta\omega \approx 5v/d$ (d — размер области взаимодействия). Форма контура зависит от распределения поля в области взаимодействия.

Резонансное взаимодействие атомов с полем интенсивной эл.-магн. волны приводит к полевому У. с. л. вследствие нелинейных эффектов, напр. вследствие насыщения поглощения.

Структура электронных спектров кристаллов при обычных условиях сильно размыта под действием тепловых колебаний атомов кристаллич. структуры, и в большинстве случаев наблюдаются широкие размытые спектральные полосы. При гелиевой темп-ре можно наблюдать дискретные спектральные линии, к-рые возникают при прямых переходах между экситонными зонами, при переходах между дискретными уровнями электронов и дырок, локализованных на дефектах решётки, либо на акцепторных или донорных примесях в гомеополярных полупроводниках (см. *Спектроскопия кристаллов*). Помимо колебаний атомов на форму и ширину экситонных линий влияют тип связи в кристалле, его зонная структура и микроструктура экситонного возбуждения. В сильнолегир. полупроводниках ширина линии может зависеть от степени легирования. Дискретные линии наблюдаются и при комнатной темп-ре в поглощении и люминесценции кристаллов, содержащих ионы переходных металлов (хром, железо, палладий, платина и др.), лантанидов и трансурановых элементов, имеющих незаполненные d- и f-оболочки. В кристаллах высокого качества линии таких примесных ионов, напр. линия иона Cr^{3+} в рубине и линия Nd^{3+} в иттрий-алюминиевом гранате, испытывают однородное уширение, обусловленное гл. обр. колебаниями атомов кристаллич. структуры.

Весьма многообразны причины уширения радиочастотных линий *электронного парамагнитного резонанса* (ЭПР), *ядерного магнитного резонанса* (ЯМР) и *ядерного квадрупольного резонанса* (ЯКР). Наиб. значит. влияние на их форму и ширину оказывают спин-решёточное взаимодействие, спин-спиновое взаимодействие, неоднородность магн. поля и исследуемого объекта. К уширению наблюдаемых линий ЭПР часто приводит неразрешённая сверхтонкая структура. Ширина линий циклотронного (диамагнитного) резонанса, соответствующая переходам между уровнями Ландау, определяется частотой электрон-электронных соударений.

Лит.: Tsao C. J., Curnutte B., Line-widths of pressure-broadened spectral lines, «J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.», 1962, v. 2, p. 41; Bibliography on atomic line shapes and shifts, Wash., 1972; Supplement 1—4, Wash., 1974—92; Carrington C. G., Stacey D. N., Cooper J., Multipole relaxation and transfer rates in the impact approximation: application to the resonance interaction, «J. Phys.», 1973, v. 6B, p. 417; Rabitz H., Rotation and rotation-vibration pressure-broadened spectral lineshapes, «Ann. Rev. Phys. Chem.», 1974, v. 25, p. 155; Грим Г., Уширение спектральных линий в плазме, пер. с англ., М., 1978; Вайнштейн Л. А., Собельман И. И., Юков Е. А., Возбуждение атомов и уширение спектральных линий, М., 1979; Allard N., Kielkopf J., The effect of neutral nonresonant collisions on atomic spectral lines, «Rev. Mod. Phys.», 1982, v. 54, p. 1103.

Е. А. Юков.

ФАДДЕ́ЕВА — ПОПО́ВА ДУ́ХИ — вспомогательные поля, к-рые вводятся в теорию *Янга — Миллса полей* для того, чтобы записать *матрицу рассеяния* в виде хронологически упорядоченной экспоненты от локального действия или в виде *функционального интеграла* от $\exp\{iS\}$, где S — локальное эфф. действие, включающее помимо классич. действия Янга — Миллса фиксирующий калибровку член и действие Ф.— П. д. (см. также *Калибровочные поля*). Действие Ф.— П. д.

$$S_c = \int \mathrm{tr}\left[\frac{1}{2}\,\bar{c}\left(\Box c - g\partial_\mu\left[A_\mu, c\right]\right)\right],$$

где A_μ — компоненты поля Янга — Миллса, g — константа взаимодействия, черта означает дираковское сопряжение. Скалярные поля $\bar{c}(x)$, $c(x)$, принимающие значения в алгебре Ли калибровочной группы, наз. Ф.— П. д. (Л. Д. Фаддеев, В. Н. Попов, 1967). По отношению к базису *генераторов группы* t^a, $\bar{c}$, c определяются своими коэф. $\bar{c}^a$, c^a:

$$\bar{c}(x) = \bar{c}^a(x)t^a,\ c(x) = c^a(x)t^a.$$

Поля $\bar{c}^a$, c^b являются антикоммутирующими переменными.

Ф.— П. д. отсутствуют в асимптотич. состояниях. Их роль состоит в том, чтобы компенсировать вклад нефиз. продольных и временны́х квантов поля Янга — Миллса, присутствующих в теории при квантовании в ковариантных калибровках, и тем самым обеспечить унитарность матрицы рассеяния. Суммарная вероятность перехода из любого физ. состояния (т. е. состояния, включающего только поперечно поляризованные кванты поля Янга — Миллса) в состояния, включающие Ф.— П. д. и нефиз. поляризации поля Янга — Миллса, равна нулю. Это свойство может быть положено в основу ковариантной процедуры квантования теории Янга — Миллса, в к-рой исходным объектом является эфф. действие.

Лит. см. при ст. *Калибровочные поля.*

А. А. Славнов.

ФАЗ ПРА́ВИЛО — см. *Гиббса правило фаз.*

ФА́ЗА в термодинамике — термодинамически равновесное состояние вещества, отличающееся по физ. свойствам от др. возможных равновесных состояний (др. фаз) того же вещества (см. *Равновесие термодинамическое*). Иногда неравновесное *метастабильное состояние* вещества также наз. Ф. (метастабильная Ф.). Переход вещества из одной Ф. в другую — *фазовый переход* — связан с качеств. изменениями свойств вещества. Напр., газовое, жидкое и кристаллич. состояния (Ф.) вещества различаются харак-

тером движения структурных частиц (атомов, молекул) и наличием или отсутствием упорядоченной структуры вещества. Разл. кристаллич. Ф. могут отличаться друг от друга типом кристаллич. структуры, электропроводностью, электрич. и магн. свойствами, наличием или отсутствием *сверхпроводимости* и т. д. Жидкие Ф. отличаются друг от друга концентрацией компонентов, наличием или отсутствием *сверхтекучести*, анизотропией упругих и электрич. свойств (у жидких кристаллов) и т. д. В твёрдых сплавах Ф. кристаллич. структуры могут отличаться плотностью, модулями упругости, темп-рой плавления и др. свойствами.

В большинстве случаев Ф. пространственно однородны, однако известен ряд исключений: смешанное состояние сверхпроводников 2-го рода, ферромагнетики в слабых магн. полях (см. *Домены*) и др.

Лит. см. при ст. *Термодинамика.*

ФА́ЗА КОЛЕБА́НИЙ — аргумент периодически изменяющейся ф-ции, описывающей колебат. или волновой процесс. В гармонич. колебании

$$u(x,t)=A\cos(\omega t+\varphi_0),$$

где $\omega t+\varphi_0=\varphi$ — Ф. к., A — амплитуда, ω — круговая частота, t — время, φ_0 — начальная (фиксированная) Ф. к. (в момент времени $t=0$, $\varphi=\varphi_0$). В случае бегущей волны $\varphi=\omega t\pm kx+\varphi_0$, где k — волновое число. Ф. к. определяется с точностью до произвольного слагаемого, кратного 2π. Термин «Ф. к.», строго говоря, относится только к периодич. колебаниям, но его применяют также и к др. процессам. В случае квазипериодич. волнового процесса выделение амплитуды и фазы возможно лишь при условии медленности изменений амплитуды в масштабе пространственного или временно́го периода колебаний, т. е. когда

$$\frac{1}{A}\frac{\partial A}{\partial t}\ll\frac{\partial\varphi}{\partial t}\sim\omega=\frac{2\pi}{T}$$

или

$$\frac{1}{A}\frac{\partial A}{\partial x}\ll\frac{\partial\varphi}{\partial x}\sim k=\frac{2\pi}{\lambda}$$

(где T — период колебания, λ — длина волны).

Лит. см. при статьях *Колебания, Волны.* *М. А. Миллер.*

ФА́ЗОВАЯ ДИАГРА́ММА — см. *Диаграмма состояния.*

ФА́ЗОВАЯ МОДУЛЯ́ЦИЯ (ФМ) — целенаправленное изменение фазы колебат. процесса во времени (см. *Колебания*). Широко используется для передачи информации путём установления соответствия передаваемой информации с фазой колебат. процесса. Для электрич. колебаний

$$U(t)=U_0\sin\psi(t)=U_0\sin(\omega_0 t+\Phi(t)+\Phi_0), \qquad (1)$$

где U_0 — амплитуда модулированного колебания; $\psi(t)$ — полная фаза колебаний; ω_0 — частота несущей; Φ_0 — нач. фаза; $\Phi(t)$ — составляющая полной фазы колебаний, изменяющаяся в процессе модуляции. Мгновенная частота модулированного по фазе колебания $\omega(t)$ является производной по времени полной фазы колебаний:

$$\omega(t)=\frac{d\psi}{dt}=\omega_0+\frac{d\Phi(t)}{dt}. \qquad (2)$$

При модуляции гармоническим сигналом с частотой Ω

$$\Phi(t)=m\sin\Omega t. \qquad (3)$$

Амплитуда изменения фазы m наз. индексом угл. модуляции или девиацией фазы. Макс. отклонение частоты, определяемое из (2) и (3) как $\Delta\omega=m\Omega$, наз. девиацией частоты. При гармонической модуляции фазомодулированное колебание с индексом модуляции m полностью совпадает с частотно-модулированным колебанием с девиацией частоты $\Delta\omega=m\Omega$. Различие между фазовой и частотной модуляцией обнаруживается при модуляции спектром частот. При фазовой модуляции индекс модуляции не зависит от частоты модуляции ($m=\text{const}$), а девиация частоты пропорц. частоте модуляции ($\Delta\omega=m\Omega$). При частотной модуляции девиация частоты не зависит от частоты модуляции ($\Delta\omega=\text{const}$), а индекс модуляции обратно пропорц. частоте модуляции $m=\Delta\omega/\Omega$.

Спектр фазомодулированного колебания даже при модуляции гармоническим сигналом состоит из бесконечного числа боковых составляющих, симметрично отстоящих от частоты несущей ω_0 на величины, кратные частоте модуляции Ω. Амплитуды боковых составляющих A_n выражаются через Бесселя функции первого рода n-го порядка (см. *Цилиндрические функции*):

$$A_n=J_n(m)A_0, \qquad (4)$$

где A_0 — амплитуда немодулированного колебания. Следовательно, сигнал при ФМ занимает бесконечную полосу частот. Бóльшая часть энергии спектра фазомодулированного колебания сосредоточена в ограниченной полосе частот. При малых индексах модуляции ($m\ll 1$) осн. энергия спектра сосредоточена в полосе частот $2\Omega_B$, где Ω_B — наивысшая частота спектра ф-ции изменения фазы (модулирующей ф-ции). При больших индексах модуляции ($m\gg 1$) ширина спектра фазомодулированного сигнала близка к удвоенной девиации частоты.

Для передачи информации, заданной в цифровой форме, могут использоваться разл. методы ФМ. К простейшим из них относится дискретная ФМ, или фазовая манипуляция (ФМн), при к-рой производится дискретное переключение фазы колебат. процесса. Составляющая полной фазы колебаний в (1) в этом случае периодически через каждые T секунд переключается в соответствии с передаваемым цифровым сигналом. Тактовый интервал T определяет скорость передачи информации. Внутри тактового интервала $\Phi(t)=\text{const}$. Кол-во допустимых фазовых состояний n определяет позиционность ФМн. Мин. фазовый сдвиг при n-позиционной ФМн составляет $\Phi=2\pi/n$ рад. При двухпозиционной ФМн ($n=2$) фаза несущего колебания принимает одно из двух значений (0° или 180°) и соответствует передаваемому биту информации. При четырёхпозиционной ФМн ($n=4$) фаза несущего колебания принимает одно из четырёх возможных значений, отстоящих друг от друга на 90°. При этом каждое из фазовых состояний соответствует двум битам передаваемой информации.

Разновидностями ФМн являются абсолютная и относительная ФМн. При абс. ФМн передаваемой информации ставится в соответствие абс. фаза ВЧ-сигнала. Для выделения информации на приёмной стороне должна быть известна нач. фаза ВЧ-сигнала Φ_0. При относит. ФМн передаваемой информации ставится в соответствие изменение фазы ВЧ-сигнала относительно фазы предыдущей посылки. На приёмной стороне информация выделяется путём сравнения фаз двух соседних посылок.

Осн. характеристики метода модуляции — энергетические и спектральные. Энергетич. характеристикой метода модуляции является его помехоустойчивость, определяющаяся минимально необходимым отношением ср. энергии сигнала в одном бите информации $E_{бит}$ к спектральной плотности мощности шума на входе приёмного устройства N_0 ($E_{бит}/N_0$), при к-ром обеспечивается приём информации с заданной достоверностью. К спектральным характеристикам метода модуляции относятся минимально необходимая полоса пропускания, требуемая для передачи информации с заданной скоростью, и уровень излучения вне этой полосы. Первая характеристика определяет «компактность» спектра модулированного сигнала, вторая — характеризует его эл.-магн. совместимость (ЭМС).

Дискретная ФМ, и в особенности двухпозиционная ФМн, обладают высокой помехоустойчивостью, что объясняется существенным различием сигналов в двух возможных состояниях (рис. 1).

Особенностью ФМн является наличие скачков фазы на границах тактовых интервалов, к-рые могут достигать 180°. Скачки фазы — причина расширения спектра ВЧ-сигнала. Медленное спадание спектра ФМ сигнала ухудшает его спектральные характеристики. Улучшенные характеристики ЭМС достигаются при использовании методов модуляции со сдвигом (офсетные методы модуляции). Эти

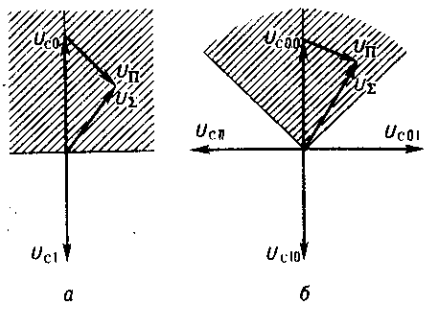


Рис. 1. Векторные диаграммы сигналов и помех для двухпозиционной (*а*) и четырёхпозиционной (*б*) ФМн: U_{c0}, U_{c1} — векторы напряжений сигналов при передаче информационных символов 0 и1 соответственно; U_{c00}, U_{c01}, U_{c10}, U_{c11} — векторы напряжений сигналов при передаче комбинаций из двух информационных символов 00, 01, 10, 11 соответственно; $U_{п}$ — вектор напряжения помехи; U_{Σ} — вектор суммы напряжений сигнала и помехи. Штриховкой отмечены области, в которых сигнал с наложенной помехой может быть правильно принят приёмным устройством.

методы основаны на квадратурном способе получения модуляции. Фазоманипулированный сигнал (1) может быть представлен в виде суммы двух квадратурных составляющих:

$$U(t)=U_0\sin\Phi(t)\cos(\omega_0 t+\Phi_0)+U_0\cos\Phi(t)\sin(\omega_0 t+\Phi_0). \quad (5)$$

Следовательно, для получения ФМн сигнала может использоваться схема, в к-рой производится суммирование двух квадратурных сигналов. В ФМн со сдвигом переключение фазы в одном из квадратурных каналов задерживается на половину тактового интервала ($T/2$). В четырёхпозиционной ФМн со сдвигом фаза результирующего сигнала изменяется не более чем на 90°, но переключения фазы имеют место каждые $T/2$ секунд. Исключение скачков фазы на 180° приводит к более резкому спаданию спектра за пределами необходимой полосы пропускания. Дополнит. улучшение спектральных характеристик может быть достигнуто путём полного исключения любых разрывов фазы. Существует целый класс видов модуляции с непрерывной фазой. В этих видах модуляции фаза колебания внутри тактового интервала не остаётся постоянной, а плавно изменяется, причём нач. значение фазы на k-ом тактовом интервале совпадает с конечным значением фазы на $(k-1)$-ом тактовом интервале. Если внутри тактового интервала фаза изменяется по линейному закону, то частота колебаний на каждом тактовом интервале остаётся постоянной. Изменение частоты в этом случае может иметь место только на границах тактовых интервалов, причём в момент скачкообразного изменения частоты разрыва фазы не происходит. Этот вид ФМ наз. частотной модуляцией с непрерывной фазой (ЧМНФ). Составляющая полной фазы колебаний $\Phi(t)$ в (1) для сигнала ЧМНФ имеет вид

$$\Phi(t)=\frac{b_k\pi D[t-(k-1)T]}{T}+\pi D\sum_{i=1}^{k-1}b_i, \quad (6)$$

$$(k-1)T\leqslant t<kT,\ k=1,\ 2,\ 3,\ \ldots,$$

где T — длительность тактового интервала; $D=\Delta fT$ — индекс манипуляции; Δf — отклонение частоты, соответствующее передаче разл. информац. символов; $b_k=\pm 1$ — последовательность информац. символов. При $D=0{,}5$ относит. набег фазы за время одного символа равен 90°. Такая модуляция наз. манипуляцией с мин. сдвигом (ММС).

«Дерево» возможных изменений относит. набега фазы бинарного ЧМНФ сигнала для случая линейного изменения фазы внутри тактового интервала показано на рис. 2. На границах тактовых интервалов может иметь место разрыв производной фазы (скачок частоты). Скорость спадания спектральной плотности ср. мощности (СПМ) для достаточно больших отстроек относительно центр. частоты тем выше, чем большее кол-во непрерывных производных имеет ф-ция изменения фазы. Для увеличения скорости спадания СПМ выбирается такая форма изменения набега фазы, при к-рой обеспечивается непрерывность изменения производных этой ф-ции как внутри тактового интервала, так и на его границах. Сглаживание фазовой характеристики по к.-л. закону осуществляется при помощи соответствующей фильтрации.

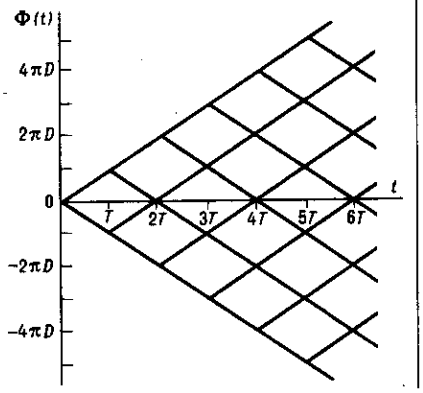


Рис. 2. «Дерево» возможных изменений относительного набега фазы при линейном изменении фазы внутри тактового интервала.

Существенно более высокая скорость спадания СПМ обеспечивается в случае задания фазовой характеристики на основе кодирования информац. цифровой последовательности. Напр., фазовая характеристика может быть задана законом

$$\Phi(kT+T)-\Phi(kT)=\frac{\pi}{2}\left(b_{k-1}/4+b_k/2+b_{k+1}/4\right). \quad (7)$$

Этот вид модуляции наз. управляемой частотной модуляцией (УЧМ). На рис. 3 показано изменение фазы $\Phi(t)$ при

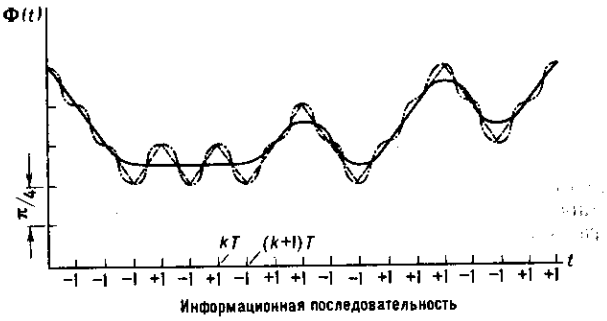


Рис. 3. Изменение фазы $\Phi(t)$ при модуляции ММС (штриховая линия), ММС с синусоидальным сглаживанием (пунктирная линия) и УЧМ (сплошная линия).

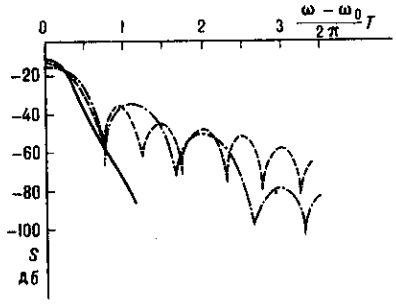


Рис. 4. Спектральная плотность средней мощности при передаче последовательности случайных независимых символов модуляцией ММС (штриховая линия), ММС с синусоидальным сглаживанием (пунктирная линия) и УЧМ (сплошная линия).

передаче нек-рой информац. цифровой последовательности при использовании модуляции типов ММС, ММС с синусоидальным сглаживанием и УЧМ. На рис. 4 приведены СПМ при передаче последовательности случайных

независимых равновероятных двоичных символов этими видами модуляции.

Лит.: 1) Гоноровский И. С., Демин М. П., Радиотехнические цепи и сигналы, 5 изд., М., 1994; 2) Соколинский В. Г., Шейнкман В. Г., Частотные и фазовые модуляторы и манипуляторы, М., 1983; 3) Gronemeyer S. A., McBride A. L., MSK and Offset QPSK modulation, «IEEE Trans. on Commun.», 1976, v. COM-24, № 8, p. 809; 4) De Jager F., Dekker C. B., Tamed frequency modulation. A Novel method to achieve spectrum economy in digital transmission, «IEEE Trans. on Commun.», 1978, v. COM-26, № 5, p. 534.

В. Г. Шейнкман.

ФА́ЗОВАЯ РЕЛЬЕФОГРА́ФИЯ — способ *оптической записи информации* в виде поверхностного рельефа на прозрачном или отражающем носителе; воспроизводят информацию преобразованием фазовых изменений излучения в амплитудные. Термин впервые введён Ю. П. Гущо (1974). Носителями информации в Ф. р. служат прозрачные (за редкими исключениями) масляные, термопластические или гелеобразные тонкие слои. Такой запоминающий слой входит в состав многослойной (обычно двух- или трёхслойной) структуры. В двухслойной структуре запоминающий слой представляет собой дисперсную систему, состоящую из фотополупроводникового материала и полимерного связующего, к-рый наносится на тонкий слой электропроводящего материала. В трёхслойной структуре диэлектрич. запоминающий слой наносится на слой фотополупроводника, в свою очередь граничащего с проводящим слоем. Все эти слои чаще всего прозрачны: запись информации и её воспроизведение осуществляются на просвет, хотя существуют структуры, в к-рых свет отражается либо от зеркального проводника-подложки, либо от непрозрачной поверхности запоминающего фотополупроводникового слоя. Равномерно заряженная запоминающая поверхность и заземлённый проводник-подложка являются своеобразным конденсатором.

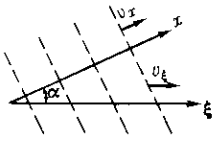
При записи оптич. информации в двухслойной структуре воздействие светового сигнала приводит к стеканию части поверхностного заряда на подложку (тем большему, чем больше освещённость данного микроучастка поверхности); в трёхслойной структуре, напротив, заряд противоположного знака переходит с подложки на граничащую с запоминающим слоем поверхность фотополупроводника. В обоих типах структур эл.-статич. силы притяжения разноимённых зарядов деформируют поверхность мягкого запоминающего слоя (либо сразу, либо после его нагревания — т. н. теплового проявления), образуя рельеф, в к-ром распределение глубины соответствует распределению потока излучения по поверхности, т. е. в получаемом рельефе кодируется оптич. информация. При считывании записанной информации различия толщины рельефа вызывают разл. изменения фазы считывающей световой волны. Фазовые различия не воспринимаются глазом и др. приёмниками оптич. излучения. Поэтому их преобразуют в изменения амплитуды световой волны (т. е. интенсивности считывающего пучка), к-рые регистрируются приёмниками излучения (включая глаз). Такое преобразование осуществляют гл. обр. теневым методом, но в принципе его можно сделать по аналогии с методом *фазового контраста* в *микроскопии*.

Структуры, применяемые в Ф. р., можно использовать многократно: запись после считывания «стирается» тепловой обработкой. Гл. достоинство — возможность считывания информации в реальном масштабе времени, т. е. сразу после записи, что позволяет применять Ф. р. для практически мгновенной передачи и преобразования изображений (напр., в телевидении). Высокая разрешающая способность и быстрое действие, характеризующие метод Ф. р., делают его перспективным для голографии, для использования в ЭВМ (в оперативной памяти, при вводе и выводе информации), для разл. видов оптич. обработки изображений.

Лит.: Термопластическая запись. Сб. пер. ст., сост. и пер. Ю. А. Василевский, М., 1966; Гущо Ю. П., Фазовая рельефография, М., 1974; его же, Физика рельефографии, М., 1992; Перспективы и возможности несеребряной фотографии, под ред. А. Л. Картужанского, Л., 1988.

А. Л. Картужанский.

ФА́ЗОВАЯ СКО́РОСТЬ — скорость перемещения фазы волны в определ. направлении. В случае монохроматич. плоской волны вида $u(x, t)=A\cos\varphi=A\cos(\omega t-kx)$ (где A — амплитуда, φ — фаза, ω — круговая частота, k — волновое число, t — время, x — расстояние, отсчитываемое в направлении распространения волны) фазовые фронты или плоскости пост. фазы $\varphi=\text{const}$ перемещаются в пространстве вдоль x с Ф. с. $v_\phi=v_x=\omega/k$. Однако в любом ином направлении ξ, составляющем с x угол α ($\xi=x\cos\alpha$), скорость перемещения фазы превышает v_x, поскольку $v_\xi=v_x/\cos\alpha$ (рис.). Т. о., в отличие от *волнового вектора* $\boldsymbol{k}$, Ф. с. не является векторной величиной в обычном смысле и может даже произвольно превышать скорость распространения света c. Волны с $v_\phi>c$ наз. быстрыми, а с $v_\phi<c$ — медленными. Различают также прямые волны, фазовые и групповые скорости в к-рых направлены в одну сторону, и обратные волны, в к-рых эти скорости направлены противоположно друг другу.



Зависимость Ф. с. от частоты ω определяет *дисперсию волн*, что приводит к искажению формы передаваемого сигнала конечной длительности, за исключением нек-рых особых случаев, когда эти искажения компенсируются нелинейными эффектами (см. *Солитон*).

Лит. см. при статьях *Волны, Групповая скорость.*

М. А. Миллер.

ФА́ЗОВАЯ ТРАЕКТО́РИЯ — кривая в фазовом пространстве, составленная из точек, представляющих состояние *динамической системы* в последоват. моменты времени в течение всего времени эволюции.

Динамич. система задаётся с помощью закона, позволяющего установить состояние системы в произвольный (допустимый) момент времени $t>0$, если известно её состояние в нач. момент $t=0$. Это означает, что задаётся набор фазовых переменных $x=\{x_i,\ i=1, 2, ..., n\}$ и эволюционный оператор T^t, преобразующий состояние $x^0=x(t=0)$ в состояние $x(t)$:

$$x(t)=T^t x^0,\ t>0. \qquad (1)$$

Оператор T^t удовлетворяет групповому свойству $T^t T^\tau=T^{t+\tau}$, $T^t|_{t=0}=1$ и задаёт однопараметрич. группу преобразований фазового пространства на себя (параметром группы является время t). Группа преобразований фазового пространства, задаваемая оператором T^t, наз. фазовым потоком. Ф. т. являются орбитами этой группы. Фактически Ф. т. образуется в результате движения фазовой точки $x(t)$ в фазовом пространстве под действием фазового потока. Кривая, начинающаяся в нек-рой нач. точке x^0 и образованная по закону (1), является, вообще говоря, лишь частью Ф. т. Для получения полной Ф. т. необходимо максимально продолжить кривую (1) не только в область $t>0$, но и в область $t<0$.

Ф. т. могут представлять собой: 1) отдельные точки; 2) замкнутые кривые; 3) отрезки кривых конечной длины, заключённые между двумя точками (последние могут принадлежать или не принадлежать траектории); 4) кривые, неограниченные в одну или обе стороны. Траектории, являющиеся точками, наз. особыми точками. Они отвечают стационарным состояниям динамич. системы и являются неподвижными точками оператора T^t: $T^t x_c=x_c$. Если Ф. т. целиком находится в конечной области фазового пространства, то говорят, что она отвечает финитному движению системы. В противном случае траектория представляет инфинитное движение.

Часто динамич. систему с конечномерным фазовым пространством задают с помощью автономной системы обыкновенных дифференц. ур-ний

$$\dot{x}=F(x), \qquad (2)$$

где $F(x)=\{F_i(x_1, x_2, ..., x_n),\ i=1, 2, ..., n\}$. Если в нек-рой области фазового пространства ф-ции $F_i(x)$ непрерывно дифференцируемы, то в этой области различные Ф. т.

не пересекаются (в силу теоремы единственности решения системы обыкновенных дифференц. ур-ний; см. *Коши задача*).

Если ф-ции $F_i(x)$ в (2) недифференцируемы где-либо, то Ф. т. могут пересекаться. Напр., динамич. система, задаваемая ур-нием

$$\dot{x}=x^{2/3}, \qquad (3)$$

имеет две траектории при $-\infty<t<\infty$:

$$1)\ x_1=0,\ 2)\ x_2=(t/3)^3. \qquad (4)$$

Первая отвечает стационарному состоянию, вторая — инфинитному движению. Эти две Ф. т. пересекаются в точке $x=0$. Неединственность решения обусловлена недифференцируемостью при $x=0$ правой части ур-ния (3).

Время движения системы вдоль Ф. т., начинающегося с какой-либо нач. фазовой точки, может быть как бесконечным, так и конечным. Последнее имеет место, напр., в системе

$$\dot{x}=e^x,\ x|_{t=0}=x^0. \qquad (5)$$

Действительно, из (5) следует $x=-\ln(e^{-x^0}-t)$, так что движение инфинитно, но время эволюции конечно при любых конечных значениях x^0 и составляет $\Delta t=e^{-x^0}$.

Пусть в фазовом пространстве динамич. системы имеются стационарная точка и к.-л. траектории, идущие в эту точку. Пусть также система — гладкая в окрестности особой точки. Тогда время достижения этой точки вдоль любой траектории, не совпадающей с ней, бесконечно. Поэтому стационарные состояния отделены от прочих траекторий.

См. также *Динамическая система*, *Фазовое пространство*, *Устойчивость движения*, *Статистическая физика*.

Лит.: Арнольд В. И., Обыкновенные дифференциальные уравнения, 3 изд., М., 1984.

Н. А. Кириченко.

ФА́ЗОВАЯ УСТО́ЙЧИВОСТЬ — то же, что *автофазировка*.

ФА́ЗОВОЕ ПРОСТРА́НСТВО в статистической физике, многомерное пространство, осями к-рого служат все обобщённые координаты q_i и импульсы p_i ($i=1, 2, ..., N$) механич. системы с N степенями свободы. Т. о., Ф. п. имеет размерность $2N$. Состояние системы изображается в Ф. п. точкой с координатами $q_1, p_1, ..., q_N, p_N$, а изменение состояния системы во времени — движением точки вдоль линии, называемой фазовой траекторией. Точки, соответствующие определ. значению энергии $\mathscr{E}$ системы, образуют в Ф. п. $(2N-1)$-мерную поверхность, делящую пространство на две части — более высоких и более низких значений энергии. Поверхности разл. значений энергии не пересекаются. Траектории замкнутой системы (с пост. значением $\mathscr{E}$) лежат на этих поверхностях. В принципе траектория может быть рассчитана на основе законов механики, такой расчёт можно осуществить практически, если число частиц системы не слишком велико. Для статистич. описания состояния системы из мн. частиц вводится понятие *фазового объёма* (элемента объёма Ф. п.) и *функции распределения* системы — вероятности пребывания точки, изображающей состояние системы, в любом элементе фазового объёма. Понятие Ф. п. — основное для классич. статистич. физики (механики), изучающей ф-ции распределения системы из мн. частиц.

Д. Н. Зубарев.

ФА́ЗОВОЕ ПРОСТРА́НСТВО в теории динамических систем — абстрактное пространство, ассоциированное с конкретной динамич. системой, точки в к-ром однозначно характеризуют все возможные состояния данной системы. Предполагается, что это пространство снабжено естеств. определением меры (расстояний, площадей и т. д.).

Исторически понятие Ф. п. введено с целью более удобного, наглядного изучения поведения механич. систем. Пример. Состояние системы из N материальных точек, движущихся в 3-мерном пространстве, полностью характеризуется заданием значений $3N$ обобщённых координат

$$q=(q_x^{(1)}, q_y^{(1)}, q_z^{(1)}, ..., q_x^{(N)}, q_y^{(N)}, q_z^{(N)})$$

и $3N$ обобщённых импульсов

$$p=(p_x^{(1)}, p_y^{(1)}, p_z^{(1)}, ..., p_x^{(N)}, p_y^{(N)}, p_z^{(N)}).$$

Ф. п. этой системы является $6N$-мерное пространство, по координатным линиям к-рого откладываются значения обобщённых координат и импульсов $(\boldsymbol{q}, \boldsymbol{p})$.

В случае динамич. системы произвольной природы Ф. п. определяется подобным образом. Именно, пусть состояние данной системы полностью характеризуется заданием n переменных, т. е. поведение системы описывается n обыкновенными дифференц. ур-ниями 1-го порядка

$$\dot{x}_i=F_i(x_1, x_2, ..., x_n),\ i=1, 2, ..., n. \qquad (1)$$

Тогда такой системе ставится в соответствие n-мерное Ф. п., по осям координат к-рого откладываются значения переменных $x_1, x_2, ..., x_n$, называемых фазовыми переменными. Определение нормы в этом пространстве вводится, исходя из смысла переменных $x=(x_1, x_2, ..., x_n)$. Если Ф. п. 2-мерно (1-мерно), то о нём говорят как о фазовой плоскости (фазовой прямой). Напр., динамич. система, описываемая ур-нием

$$\ddot{x}+2\mu(1-\beta x^2)\dot{x}+\omega^2 x=0,$$

имеет 2-мерное Ф. п. (фазовую плоскость), по осям координат к-рого откладываются значения x и $\dot{x}$.

Текущему состоянию системы отвечает нек-рый набор значений $\{x_i(t)\}$ и, следовательно, нек-рая точка в Ф. п., называемая фазовой точкой. С течением времени значения фазовых переменных меняются. Соответственно фазовая точка перемещается, описывая в Ф. п. нек-рую кривую, называемую *фазовой траекторией*.

Эволюция динамич. системы определяется посредством задания значений фазовых переменных в нач. момент времени

$$x|_{t=0}=x^0 \text{ или } x_i|_{t=0}=x_i^0,\ i=1, 2, ..., n, \qquad (2)$$

и задания эволюционного оператора T^t, преобразующего нач. состояние в состояние в момент времени t:

$$x(t)=T^t x^0 \text{ или } T^t: x_i^0\to x_i(t),\ i=1, 2, ..., n \qquad (3)$$

(*Коши задача*).

Тем самым в Ф. п. выделяется фазовая траектория, проходящая через точку x^0. Оператор T^t задаёт однопараметрич. группу преобразований Ф. п. на себя (параметр — время t) и удовлетворяет групповому свойству $T^t T^\tau=T^{t+\tau}$. Группа преобразований Ф. п., задаваемая оператором T^t, наз. фазовым потоком.

Если нач. точки не лежат на одной фазовой траектории, т. е. не могут быть получены одна из другой сдвигом с помощью оператора T^t за к.-л. конечное время t, то они порождают разл. фазовые траектории. Совокупность всевозможных фазовых траекторий образует фазовый портрет динамич. системы. Изучение фазовых портретов как способа геом. представления решений обыкновенных дифференц. ур-ний было начато А. Пуанкаре в 19 в.

Разл. фазовые траектории одной достаточно гладкой динамич. системы не пересекаются в Ф. п. (в противном случае, выбирая точку пересечения за нач. условие, мы получили бы, что из одной точки начинается более одной фазовой траектории; последнее противоречит теореме Коши). Фазовые траектории могут представлять собой либо отд. точки, либо замкнутые кривые, либо отрезки кривых конечной длины, заключённые между двумя точками (последние не принадлежат данной траектории), либо кривые, неограниченные в одну или обе стороны. Траектории, являющиеся точками, наз. особыми точками и отвечают стационарным состояниям динамич. системы. Классификация структурных элементов фазового портрета выполнена в теории колебаний.

Во мн. случаях необходимо рассматривать зависимость свойств системы от к.-л. параметров. Напр., вместо (1) нужно изучать систему, описываемую ур-нием

$$\dot{x}_i = F_i(x_1, \ldots, x_n; \alpha), \; i = 1, 2, \ldots, n, \qquad (4)$$

где $\alpha = (\alpha_1, \alpha_2, \ldots, \alpha_k)$ — совокупность физ. параметров. В случае нелинейного осциллятора

$$\ddot{x} + \omega^2 x + \varepsilon x^2 - x^3 = 0$$

качественно разл. параметрами являются ω и ε. Все системы (4) (т. е. отвечающие разл. значениям α) можно рассматривать с помощью одного и того же Ф. п. Это позволяет сопоставлять свойства систем, отличающихся конкретными значениями параметров. Напр., может оказаться, что в нек-рых интервалах значений α для траекторий доступны не все области фазового пространства из числа тех, к-рые доступны при др. значениях. Так, для системы, описываемой ур-нием

$$\ddot{x} + \sqrt{x^2 + \alpha} = 0,$$

при $\alpha > 0$ фазовым траекториям доступно всё фазовое пространство (при подходящем выборе нач. условий), тогда как при $\alpha < 0$ область $|x| < \sqrt{-\alpha}$ является «запрещённой».

При изменении параметров α в (4) могут происходить не только количеств. изменения (смещения траекторий, изменения скоростей), но и качеств. преобразования, при к-рых возникают новые структурные элементы фазового портрета или исчезают нек-рые из имеющихся, т. е. происходит перестройка структуры фазового портрета. Закономерности такой перестройки устанавливаются методами теорий *бифуркаций* и катастроф (см. также *Катастроф теория*).

Выберем в фазовом пространстве динамич. системы (1) нек-рую область Ω_0. Её объём равен

$$V_0 = \int_{\Omega_0} dx_1 dx_2 \ldots dx_n. \qquad (5)$$

Область Ω_0 можно рассматривать как совокупность нач. точек нек-рого набора фазовых траекторий, т. е. нек-рую каплю «фазовой жидкости». Под действием фазового потока T^t область Ω_0 переходит в область Ω_t с объёмом

$$V_t = \int_{\Omega_t} dx_1 dx_2 \ldots dx_n. \qquad (6)$$

Согласно теореме Лиувилля — Остроградского, для динамич. системы (1)

$$\frac{dV_t}{dt} = \int_{\Omega_t} \operatorname{div} F \, dx_1 dx_2 \ldots dx_n, \qquad (7)$$

где

$$\operatorname{div} F = \frac{\partial F_1}{\partial x_1} + \frac{\partial F_2}{\partial x_2} + \ldots + \frac{\partial F_n}{\partial x_n}. \qquad (8)$$

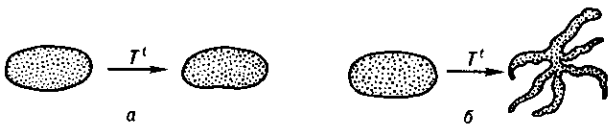
Отсюда следует, что если $\operatorname{div} F = 0$, то фазовый объём динамич. системы не меняется (*Лиувилля теорема*). Примером систем, сохраняющих фазовый объём, являются *гамильтоновы системы*, ур-ния движения к-рых имеют вид

$$\dot{p}_i = -\frac{\partial H}{\partial q_i}, \; \dot{q}_i = \frac{\partial H}{\partial p_i}, \; i = 1, 2, \ldots, m, \qquad (9)$$

где $H = H(p, q)$ — ф-ция Гамильтона системы, q_i, p_i — обобщённые координаты и импульсы. Прямая подстановка (9) в (8) ($n = 2m$) показывает, что $\operatorname{div} F = 0$.

Для систем, сохраняющих фазовый объём, не могут существовать в Ф. п. такие структурные элементы, как аттракторы и репеллоры, поскольку наличие первых означало бы уменьшение, а вторых — увеличение фазового объёма. Это же означает, что в таких системах нет структурных элементов, обладающих свойством асимптотич. устойчивости при $t \to \infty$ (либо аналогичным свойством при $t \to -\infty$) (см. *Устойчивость движения*).

В условиях сохранения фазового объёма форма фазовой капли может меняться как незначительно (устойчивое движение), так и сильно (неустойчивое движение) — см. рис. Наличие неустойчивости может приводить к сложному, в т. ч. стохастич., поведению системы.



Деформация «фазовой капли» в случае устойчивого (*а*) и неустойчивого (*б*) движения гамильтоновой системы (объём капли сохраняется).

Если физ. система составлена из большого числа частиц, то часто целесообразно использовать статистич. методы описания. Именно, вводится ф-ция распределения частиц $f(q, p, t)$ в Ф. п., удовлетворяющая условию нормировки

$$\int_{\Omega} f(q, p, t) dq dp = 1. \qquad (10)$$

Закон сохранения числа частиц в Ф. п. выражается ур-нием непрерывности

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \operatorname{div}(\boldsymbol{v} f) = 0. \qquad (11)$$

Здесь $\boldsymbol{v}(\dot{q}, \dot{p})$ — вектор скорости тока «фазовой жидкости», $\boldsymbol{v} = (\dot{q}, \dot{p})$. Для гамильтоновых систем условие сохранения фазового объёма $\operatorname{div} F = 0$ означает, согласно (9),

$$\operatorname{div} \boldsymbol{v} = 0, \qquad (12)$$

т. е. «фазовая жидкость» несжимаема. При этом ур-ние непрерывности (11) принимает вид

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \dot{q} \frac{\partial f}{\partial q} + \dot{p} \frac{\partial f}{\partial p} = 0 \qquad (13)$$

(ур-ние Лиувилля). Дальнейшее развитие этого подхода осуществлено в рамках *статистической физики*.

Из (7) следует, что при $\operatorname{div} F = \text{const} = -\lambda$

$$V_t = V_0 \exp(-\lambda t). \qquad (14)$$

Такая ситуация реализуется, напр., в случае системы, описываемой ур-ниями Лоренца:

$$\dot{x} = -\sigma x + \sigma y, \; \dot{y} = rx - y - xz, \; \dot{z} = -bz + xy, \qquad (15)$$

для к-рой $\lambda = 1 + \sigma + b$. Для всех неотрицательных σ, r, b оказывается $\lambda > 0$ и фазовый объём всегда уменьшается.

При уменьшении фазового объёма траектории могут стремиться к нек-рой поверхности в исходном фазовом пространстве, имеющей размерность $D = n - k$, k — целое, $k \leqslant n$. В частном случае $k = n$ это отвечает приближению к нек-рому стационарному состоянию — особой точке в Ф. п. В то же время известно, что и при $V \to 0$ может существовать предельное множество (аттрактор), мера к-рого имеет размерность $d > 1$ (как правило, дробную, т. н. фрактальную размерность). Такая ситуация реализуется, напр., когда Ф. п. содержит *странный аттрактор*. Объект с такими свойствами всегда содержится в системе Лоренца (15) при $\sigma = 10$, $b = 8/3$, $r > 24{,}74$.

Системы с конечномерным Ф. п. являются, как правило, идеализированным образом реальных физ. систем. Напр., при описании теплового, эл.-магн. и др. полей, разл. рода взаимодействий и т. д. приходится иметь дело с характеристиками, заданными в пространстве: темп-рой $T(r, t)$, напряжённостью поля $E(r, t)$ и др. Для этих характеристик также задаются нек-рые эволюц. ур-ния. Теперь, однако, Ф. п. такой динамич. системы является уже бесконечномерным. Иногда путём подходящего выбора базиса удаётся свести Ф. п. к счётномерному. Наконец, в ряде случаев с достаточной точностью можно описать поведение распределённой системы с помощью нек-рого

конечного числа ф-ций времени. Тем самым исходное (бесконечномерное) Ф. п. редуцируется к Ф. п. конечной размерности [именно так получена система Лоренца (15), приближённо описывающая термоконвективные течения в слое жидкости]. Это отвечает выделению существенных переменных («параметров порядка») и пренебрежению всеми прочими («подчинёнными») переменными. По существу сходная процедура реализуется при численном интегрировании ур-ний в частных производных.

См. также *Стохастические колебания, Динамическая система, Фракталы.*

Лит.: Арнольд В. И., Обыкновенные дифференциальные уравнения, 3 изд., М., 1984; его же, Математические методы классической механики, 3 изд., М., 1989; Рабинович М. И., Трубецков Д. И., Введение в теорию колебаний и волн, 2 изд., М., 1992; Хакен Г., Синергетика. Иерархии неустойчивостей в самоорганизующихся системах и устройствах, пер. с англ., М., 1985; Заславский Г. М., Сагдеев Р. З., Введение в нелинейную физику, М., 1988.

Н. А. Кириченко.

ФА́ЗОВОЕ РАВНОВЕ́СИЕ — одновременное существование термодинамически равновесных фаз в многофазной системе: жидкости со своим насыщенным паром, воды и льда при темп-ре плавления, двух несмешивающихся жидкостей (напр., смесь воды с триэтиламином), отличающихся концентрациями. В равновесии могут находиться (при отсутствии внеш. магн. поля) две фазы *ферромагнетика* с одинаковой осью лёгкого намагничивания, но с разл. направлением намагниченности, нормальная и сверхпроводящая фазы металла во внеш. магн. поле и т. д.

В условиях термодинамического равновесия химические потенциалы каждого компонента в различных фазах системы одинаковы. Отсюда следует *Гиббса правило фаз*: в веществе, состоящем из k компонентов, одновременно может существовать не более $k+2$ равновесных фаз. Число термодинамических степеней свободы, то есть физических параметров системы, которые можно изменять, не нарушая условий фазового равновесия, равно $k+2-\varphi$, где φ — число фаз, находящихся в равновесии. Например, три фазы двухкомпонентной системы могут находиться в равновесии при разных температурах, но давление и концентрация компонентов полностью определяются заданной температурой.

Изменение темп-ры фазового перехода (кипения, плавления и др.) при бесконечно малом изменении давления определяется *Клапейрона — Клаузиуса уравнением*. Графики, изображающие зависимость одних термодинамич. переменных от других в условиях Ф. р., наз. линиями (поверхностями) равновесия, а их совокупность — *диаграммой состояния*. Линия Ф. р. может либо пересечься с др. линией равновесия (*тройная точка*), либо закончиться *критической точкой*.

В твёрдых телах вследствие медленного протекания процессов *диффузии*, приводящих к термодинамич. равновесию, возникают неравновесные фазы, к-рые могут существовать наряду с равновесными. В этом случае правило фаз может не выполняться. Правило фаз не выполняется и в критич. точке, где фазы не отличаются друг от друга.

В массивных образцах в отсутствие дальнодействующих сил взаимодействия между частицами число границ между равновесными фазами минимально. Напр., в случае двухфазного равновесия имеется одна поверхность раздела фаз. Если же в одной из фаз существует дальнодействующее поле (электрическое, магнитное), выходящее из вещества, то энергетически более выгодны равновесные состояния с большим числом периодически расположенных фазовых границ (ферромагн. и сегнетоэлектрич. домены, промежуточное состояние сверхпроводников) и с таким расположением фаз, при к-ром поле не выходит за пределы тела. Форма границ раздела фаз определяется условием минимальности значения *поверхностной энергии*. Так, в двухкомпонентной смеси при условии равенства плотностей фаз граница раздела имеет сферич. форму. Огранка кристаллов определяется плоскостями, поверхностная энергия к-рых минимальна.

Лит.: Френкель Я. И., Статистическая физика, М.—Л., 1948; Ландау Л. Д., Ахиезер А. И., Лифшиц Е. М., Курс общей физики. Механика и молекулярная физика, 2 изд., М., 1969.

В. Л. Покровский.

ФАЗОВРАЩА́ТЕЛЬ — устройство, осуществляющее поворот фазы электрич. сигнала. Широко используется в разл. радиотехн. устройствах — антенной технике, технике связи, радиоастрономии, измерит. технике и др. (см. также *Антенна, Радиоприёмные устройства, Радиопередающие устройства*). Ф. подразделяются на фиксированные (с фиксированным фазовым сдвигом) и регулируемые (с регулируемым фазовым сдвигом).

Простейшим фиксированным Ф. является отрезок линии передачи. Фазовый сдвиг, вносимый таким Ф.,

$$\Phi = 2\pi l/\lambda, \qquad (1)$$

где l — длина Ф., λ — длина волны в *линии передачи*. В таком Ф. фазовый набег пропорц. рабочей частоте. Дифференц. фазовый сдвиг, являющийся разностью фазовых сдвигов, вносимых трактом с Ф. (рабочий канал) и трактом без Ф. (опорный канал), в этом случае также пропорц. частоте. Введением спец. корректирующих цепей можно получить постоянный в диапазоне рабочих частот фазовый сдвиг в рабочем канале относительно фазового сдвига в опорном канале. В качестве корректирующих цепей используется обычно одна или неск. секций связанных однородных линий, каскадно соединённых между собой, как показано на рис. 1. Соответствующим выбором

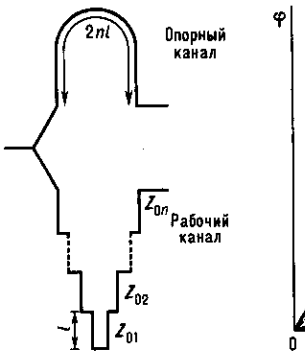


Рис. 1. Фазовращатель на связанных линиях передачи.



Рис. 2. Фазочастотные характеристики рабочего и опорного каналов фазовращателя на связанных линиях передачи.

параметров связанных линий в Ф. может быть получен заданный фазовый сдвиг относительно опорного канала, не изменяющийся в полосе рабочих частот. Типичные фазочастотные характеристики Ф. на связанных линиях и линии опорного канала приведены на рис. 2. Для получения фиксированного фазового сдвига, равного 90°, могут использоваться направленные ответвители с равным делением мощности, в выходных плечах к-рых сигналы сдвинуты по фазе относительно друг друга на 90° во всём диапазоне рабочих частот.

Регулируемые Ф. подразделяются на Ф. с электрич. и «ручным» управлением. В Ф. с «ручным» управлением регулировка фазы может осуществляться за счёт изменения геом. длины линии либо за счёт изменения длины волны в линии. Геом. длина может регулироваться, напр., в телескопич. конструкции линии. Регулировка длины волны в линии может осуществляться регулировкой параметров заполняющей среды, напр., при помощи перемещения в линии диэлектрич. пластины с достаточно высокой диэлектрич. проницаемостью. Электрич. регулировка фазы осуществляется с помощью активных элементов с управляемым сопротивлением, в качестве к-рых могут применяться полупроводниковые диоды.

По характеру перестройки фазы Ф. подразделяются на аналоговые и дискретные соответственно с плавной и сту-

пенчатой регулировкой вносимого фазового сдвига. По методу построения — на проходные и отражательные. Ф. проходного типа используют свойство изменения фазы коэф. передачи при изменении нагрузки линии, а Ф. отражательного типа — фазы коэф. отражения. Пример ячейки проходного Ф., выполненного по схеме типа периодически нагруженной линии, приведён на рис. 3. Фазовый сдвиг

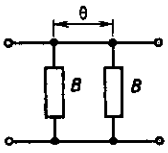


Рис. 3. Фазовращатель типа периодически нагруженной линии.

Ф., вносимый такой ячейкой, и коэф. отражения от входа $\Gamma_{вх}$ определяются ф-лами

$$\Phi = -\operatorname{arctg}\frac{(B/Y_0)\cos\theta+[1-(1/2)(B/Y_0)^2]\sin\theta}{\cos\theta-(B/Y_0)\sin\theta}, \qquad (2)$$

$$|\Gamma_{вх}| = \frac{|(B/Y_0)[\cos\theta-(1/2)(B/Y_0)\sin\theta]|}{\{1+(B/Y_0)^2[\cos\theta-(1/2)(B/Y_0)\sin\theta]^2\}^{1/2}}, \qquad (3)$$

где Y_0 — волновая проводимость линии, B — реактивная проводимость нагрузок линии, $\theta = 2\pi l/\lambda$ — электрич. длина линии, l — геом. длина линии. Если $B = 2Y_0 \operatorname{ctg}\theta$, то ячейка Ф. оказывается согласованной. При изменении проводимости B в процессе регулировки вносимого фазового сдвига возникает рассогласование. Макс. величина фазового сдвига в Ф. типа периодически нагруженной линии ограничивается допустимым уровнем рассогласования.

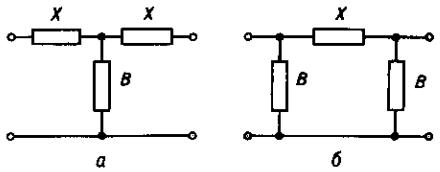


Рис. 4. Фазовращатели с фильтрами верхних и нижних частот Т- и П-типов.

Другой разновидностью проходного Ф. является Ф. с фильтрами верхних (ФВЧ) или нижних (ФНЧ) частот. Схемы таких Ф. с ячейками Т- и П-типов приведены на рис. 4. Фазовый сдвиг и коэф. отражения от входа ячейки Ф. Т-типа определяются ф-лами

$$\Phi = -\operatorname{arctg}\frac{2(X/Z_0)+B/Y_0-(X-Z_0)^2 B/Y_0}{2[1-(X/Z_0)B/Y_0]}, \qquad (4)$$

$$|\Gamma_{вх}| = \qquad (5)$$

$$= \left\{\frac{(1+X^2/Z_0^2)[1-(X/Z_0)B/Y_0]+(1/4)(B/Y_0)^2(1+X^2/Z_0^2)^2-1}{(1+X^2/Z_0^2)[1-(X/Z_0)B/Y_0]+(1/4)(B/Y_0)^2(1+X^2/Z_0^2)^2}\right\}^{1/2}.$$

Здесь X, B — соответственно последовательное реактивное сопротивление и параллельная реактивная проводимость ячейки, $Z_0 = 1/Y_0$ — волновое сопротивление линии. Как видно из (5), $\Gamma_{вх} = 0$, если

$$B/Y_0 = \frac{2X/Z_0}{1+(X/Z_0)^2}. \qquad (6)$$

Для Ф. П-типа в ф-лах (4)—(6) X и B меняются местами.

Если условие (6) в процессе регулировки выполняется, то Ф. остаётся согласованным во всём диапазоне регулировки фазы. Одновременная регулировка ёмкостных и индуктивных элементов фильтров, при к-рой условие (6) выполняется, затруднительна. Поэтому Ф. с ФВЧ и ФНЧ, как правило, используются для дискретной регулировки фазы. Переключение фазы в таких Ф. осуществляется переключением фильтров ФВЧ и ФНЧ. Схема ячейки дискретного Ф. с ФВЧ и ФНЧ приведена на рис. 5. В каждом из фильтров Ф. условие (6) должно выполняться. Эта схема дискретного Ф. по принципу работы близка к Ф. типа переключаемых каналов. В этих Ф. переключаются не фильтры, а отрезки линий передачи (каналы), имеющие разл. длины.

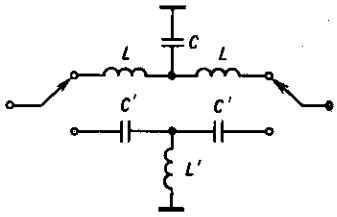


Рис. 5. Дискретный фазовращатель с фильтрами верхних и нижних частот.

Рабочий канал может содержать описанную выше корректирующую цепочку для выравнивания фазочастотной характеристики.

В. Ф. отражательного типа фаза коэф. отражения регулируется сопротивлением оконечной нагрузки линии. Зависимость фазы коэф. отражения от сопротивления нагрузки $Z_н = |Z_н| \exp i\psi$ определяется ф-лой

$$\Phi = \operatorname{arctg}\frac{2|Z_н|/Z_0}{(|Z_н|/Z_0)^2-1}\sin\psi. \qquad (7)$$

Если сопротивление нагрузки линии носит чисто реактивный характер, что, как правило, имеет место в аналоговых Ф., где используются управляющие элементы с малыми активными потерями, такие, как диоды с нелинейной ёмкостью, работающие при обратном смещении p—n-перехода, то

$$\Phi = -2\operatorname{arctg}(X_н/Z_0), \qquad (8)$$

где $X_н$ — реактивное сопротивление нагрузки линии.

В дискретных Ф. в качестве управляющих элементов применяются *pin-диоды*, переключательные диоды с *Шоттки барьером* и др. В этих диодах необходимо учитывать активные потери, к-рые к тому же могут не оставаться постоянными при переключении. Если переключат. элемент непосредственно включить в линию, то фазы и амплитуды отражённых волн будут определяться комплексными коэф. отражений Γ_1 и Γ_2, соответствующими сопротивлениям переключат. элемента в каждом из состояний $Z_1 = R_1 + iX_1$ и $Z_2 = R_2 + iX_2$. На комплексной плоскости коэф. отражений Г, показанной на рис. 6 (*а*), эти

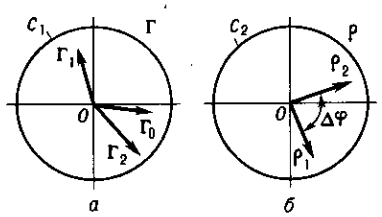


Рис. 6. Комплексные плоскости коэффициентов отражений Г в сечении переключательного элемента (*а*) и на входе четырёхполюсника (*б*).

коэф. отражений изображаются радиус-векторами $O\Gamma_1$ и $O\Gamma_2$, лежащими внутри единичной окружности C_1. Для получения необходимой разности фаз с пост. значениями амплитуд отражённых волн в каждом из состояний (или с заданным отношением амплитуд) перед переключат. элементом включается спец. четырёхполюсник, осуществляющий преобразование коэф. отражения Γ_1 и Γ_2 в сечении переключат. элемента в коэф. отражения $\rho_1 = |\rho_1| \exp(i\varphi_1)$ и $\rho_2 = |\rho_2| \exp(i\varphi_2)$ на входе четырёхполюсника. На комплексной плоскости коэф. отражений ρ, показанной на рис. 6 (*б*), эти коэф. отражений изображаются радиус-векторами $O\rho_1$ и $O\rho_2$ внутри единичной окружности C_2. Преобразование единичной окружности в единичную ок-

ружность осуществляется дробно-линейным конформным отображением вида

$$\rho(\Gamma)=e^{i\theta}\frac{\Gamma-\Gamma_0}{1-\Gamma\bar{\Gamma}_0}, \qquad (9)$$

где $\Gamma_0=\alpha_0+i\beta_0$ — точка внутри единичного круга в комплексной плоскости Γ, переходящая в центр единичного круга в комплексной плоскости ρ; $\bar{\Gamma}_0$ — число, комплексно сопряжённое с числом Γ_0; θ — произвольное действит. число, определяющее поворот конформного отображения относит. центра $\rho_0=0$. Выбором положения точки Γ_0 в единичном круге C_1 на комплексной плоскости Γ можно добиться необходимого положения радиус-векторов ρ_1 и ρ_2 на комплексной плоскости коэф. отражения. Для этого должны выполняться условия

$$\arg\frac{\Gamma_1-\Gamma_0}{1-\Gamma_1\bar{\Gamma}_0}-\arg\frac{\Gamma_2-\Gamma_0}{1-\Gamma_2\bar{\Gamma}_0}=\Delta\Phi, \qquad (10)$$

$$\left|\frac{\Gamma_1-\Gamma_0}{\Gamma_2-\Gamma_0}\right|\cdot\left|\frac{1-\Gamma_2\bar{\Gamma}_0}{1-\Gamma_1\bar{\Gamma}_0}\right|=\eta, \qquad (11)$$

где $\Delta\Phi$, η — заданные значения сдвига фаз и отношения амплитуд векторов коэф. отражения Ф. Поскольку точка Γ_0 переходит в центр единичной окружности на преобразованной плоскости коэф. отражения ρ, то она оказывается согласованной в этой плоскости. Следовательно, ф-ция четырёхполюсника, включённого перед переключат. элементом, сводится к согласованию нек-рого фиктивного комплексного сопротивления $Z_c=R_c+iX_c$, соответствующего коэф. отражения Γ_0. Это фиктивное сопротивление, называемое «согласуемый импеданс», определяется сопротивлениями переключат. элемента в каждом из состояний и заданными параметрами Ф. и может быть найдено по коэф. отражения Γ_0, определяемому ф-лами (10), (11). Напр., для Ф. на 180° с равными амплитудами в каждом из состояний

$$R_c=\frac{\sqrt{R_1R_2}}{R_1+R_2}\sqrt{(R_1+R_2)^2+(X_1-X_2)^2}, \qquad (12)$$

$$X_c=\frac{X_1R_2+X_2R_1}{R_1+R_2}. \qquad (13)$$

Для обеспечения заданных параметров Ф. в широкой полосе частот необходимо согласование согласуемого импеданса Z_c во всей рабочей полосе частот.

Разделение падающей и отражённой волн в Ф. отражат. типа осуществляется при помощи спец. развязывающих устройств, таких, как Y-циркуляторы или направленные ответвители с равным делением мощности в выходных плечах. Работа Ф. отражат. типа с Y-циркулятором основана на однонаправленном прохождении сигнала по Y-циркулятору. Сигнал, поданный на один из входов Y-циркулятора, полностью поступает на др. его вход, к к-рому подключена отражат. ячейка Ф. Отражённый от ячейки сигнал поступает на третий вход Y-циркулятора, являющийся выходом Ф.

В Ф. с направленным ответвителем отражательные ячейки подключают к прямому и ответвлённому плечам. Сигналы, поступающие со входа направленного ответвителя на отражат. ячейки, равны по амплитуде и находятся в квадратуре. Отражённые от отражат. ячеек сигналы поступают на вход и выход Ф. Если отражат. ячейки идентичны, то на входе направленного ответвителя сигналы находятся в противофазе, а на выходе — в фазе и, следовательно, полностью поступают на выход Ф. В качестве развязывающих устройств могут использоваться также кольцевые гибридные соединения длиной $3\lambda/2$. Отражат. ячейки подключаются к развязанным входам гибридного соединения. Поскольку поступающий на вход сигнал достигает развязанных входов в фазе, то для обеспечения необходимого 90°-ного фазового сдвига перед одной из отражат. ячеек должен быть установлен дополнительный четвертьволновый отрезок линии либо др. фиксированный Ф. Это при идентичности отражат. ячеек обеспечивает суммирование отражённых сигналов в четвёртом плече гибридного соединения, являющемся выходом Ф., и их отсутствие во входном плече.

Лит.: Соколинский В. Г., Шейнкман В. Г., Частотные и фазовые модуляторы и манипуляторы, М., 1983.

В. Г. Шейнкман.

ФА́ЗОВЫЕ ИСКАЖЕ́НИЯ (фазочастотные искажения) — искажения формы сигнала, обусловленные нарушением фазовых соотношений в его частотном спектре. Ф. и. относят к линейным искажениям, когда искажения формы сигнала зависят только от нарушения структуры его спектра без обогащения новыми гармониками. Ф. и. возникают, напр., при прохождении сигнала по каналу связи, когда в последнем затухание либо отсутствует, либо не зависит от частоты, а его фазочастотная характеристика является нелинейной ф-цией частоты. Ф. и. имеют место при прохождении сигнала через идеальный фильтр низких частот в виде LC-цепочки. В реальных системах Ф. и. обязательно сопутствуют и амплитудные искажения.

ФА́ЗОВЫЙ АНА́ЛИЗ — метод обработки эксперим. данных, применяемый при анализе столкновений частиц. Задача Ф. а. — нахождение фазовых параметров *рассеяния микрочастиц*. Такой анализ необходим, когда динамич. теория не позволяет вычислить все или хотя бы нек-рые из фаз рассеяния, как это имеет место для сильных взаимодействий. Задача, эквивалентная Ф. а.,— восстановление *матрицы рассеяния* из эксперимента.

ФА́ЗОВЫЙ КОНТРА́СТ — метод получения изображений микроскопич. объектов, основанный на регистрации различий в сдвигах *фазы* разных участков световой волны, проходящей через эти объекты. Ф. к. применяется в тех случаях, когда *поглощательная способность* и показатель преломления разл. элементов рассматриваемой структуры настолько близки, что при обычных методах наблюдения и получения изображений по поглощению и рассеянию эти элементы оказываются неразличимыми. Вместе с тем сдвиги фаз, вносимые такими элементами, могут заметно отличаться, образуя «фазовый рельеф» проходящей световой волны. Для визуализации или регистрации с помощью фотоприёмников фазовый рельеф сначала преобразуется вспомогательными оптич. устройствами в изменение интенсивностей (амплитуд) разл. участков световой волны, т. н. амплитудный рельеф.

Метод Ф. к. разработан Ф. Цернике (F. Zernike) в 1935. Подробнее см. в ст. *Микроскопия*, а также *лит.* при этой статье.

ФА́ЗОВЫЙ ОБЪЁМ — элемент объёма *фазового пространства*. Для механич. системы с N степенями свободы элементарный Ф. о. равен $dpdq=dp_1dq_1...dp_Ndq_N$, где q_1, ..., q_N — обобщённые координаты, а p_1, ..., p_N — обобщённые импульсы системы. Ф. о. конечной фазовой области G равен $2N$-мерному интегралу $\int_G dpdq$. Если система описывается *Гамильтона уравнениями*, то при движении частиц Ф. о. остаётся неизменным (*Лиувилля теорема*). Это позволяет ввести нормированные *функции распределения* в фазовом пространстве.

Д. Н. Зубарев.

ФА́ЗОВЫЙ ПЕРЕХО́Д (фазовое превращение) — переход между разл. макроскопич. состояниями (*фазами*) многочастичной системы, происходящий при определ. значениях внеш. параметров (темп-ры T, давления P, магн. поля H и т. п.) в т. н. точке перехода. Ф. п. следует отличать от постепенных превращений одного сост. в другое (напр., ионизация атомарного или молекулярного газа и превращение его в плазму), происходящих в целом интервале параметров, иногда такие превращения наз. Ф. п. в широком смысле слова. Ф. п. — *кооперативные явления*, происходящие в системах, состоящих из большого (строго говоря, бесконечного) числа частиц. Ф. п. происходят как в равновесных термодинамич. системах (напр., Ф. п. из парамагнитного в ферромагнитное состояние при понижении темп-ры), так и в системах, далёких от термодинамич.

равновесия (напр., переход лазера в состояние когерентной генерации при увеличении уровня накачки). Далее (если не оговорено особо) обсуждаются Ф. п. в равновесных системах (по поводу неравновесных Ф. п. см. *Неравновесные фазовые переходы*).

Обычно различают Ф. п. 1-го рода, происходящие с выделением или поглощением теплоты (см. *Теплота фазового перехода*) и сопровождающиеся скачками уд. объёма, и Ф. п. 2-го рода, происходящие непрерывным образом, но сопровождающиеся аномальным возрастанием флуктуационных явлений.

Ф. п. 1-го рода. Точка Ф. п. 1-го рода характеризуется равенством уд. *Гиббса энергий* (термодинамич. потенциалов) двух фаз, между к-рыми происходит переход: $\Phi_1(T, P, H) = \Phi_2(T, P, H)$. При этом производные термодинамич. потенциалов $\Phi_{1,2}$ по параметрам T, P... (т. е. энтропия, уд. объём и т. п.), вообще говоря, не совпадают. Поэтому Ф. п. 1-го рода связаны со скачкообразными изменениями этих величин. В нек-рой окрестности точки Ф. п. 1-го рода в обеих фазах реализуются локальные минимумы термодинамич. потенциалов; одна из фаз является абсолютно устойчивой, а другая — метастабильной (см. *Метастабильное состояние*). Для каждой из фаз, рассматриваемых по отдельности, точка Ф. п. 1-го рода ничем не выделена, в частности процессы установления термодинамич. равновесия не испытывают замедления в окрестности этой точки, в то время как процесс превращения одной фазы в другую резко замедляется (см. *Кинетика фазовых переходов*). Поэтому для Ф. п. 1-го рода характерны явления гистерезиса (напр., *переохлаждение* и *перегрев*), когда первоначально стабильная фаза при прохождении точки равновесия фаз сохраняется как метастабильная в нек-ром интервале параметров. В точке равновесия обе фазы могут сосуществовать бесконечно долго, в этом случае имеет место т. н. фазовое расслоение.

Примером расслоения является сосуществование жидкости и её пара (или твёрдого тела и расплава) в условиях заданного полного объёма системы. Условие сосуществования фаз при расслоении — равенство хим. потенциалов этих фаз. Хим. потенциал $\mu(T, P, \ldots)$ определяется как удельный (приходящийся на одну частицу) термодинамич. потенциал $\mu = \Phi/N$. В однокомпонентной системе две фазы находятся в равновесии на нек-рой кривой в плоскости P, T, определяемой условием $\mu_1(T, P) = \mu_2(T, P)$. Вид кривой $T(P)$ связан с уд. теплотой Ф. п. q и скачком уд. объёма Δv (*Клапейрона — Клаузиуса уравнение*):

$$dT/dP = T\Delta v/q.$$

Макс. число сосуществующих фаз для однокомпонентной системы равно 3 (газ, жидкость, твёрдое тело). Для системы из n независимых компонентов (раствора) макс. число сосуществующих фаз r определяется *Гиббса правилом фаз*: $r = n + 2$.

Ф. п. 1-го рода широко распространены в природе. К ним относятся *испарение* и *конденсация*, *плавление* и *кристаллизация*, структурный переход графита в алмаз при высоком давлении, опрокидывание подрешёток антиферромагнетиков во внеш. магн. поле и др. Примерами низкотемпературных Ф. п. 1-го рода могут служить разрушение *сверхпроводимости* чистых сверхпроводников сильным магн. полем, затвердевание $^4He_2$ под давлением.

Ф. п. 2-го рода. Точка Ф. п. 2-го рода является особой для термодинамич. величин системы; при прохождении этой точки первоначально устойчивая фаза более не соответствует никакому (даже метастабильному) минимуму свободной энергии и потому не может существовать. Явления перегрева и переохлаждения при Ф. п. 2-го рода отсутствуют. Примерами Ф. п. 2-го рода являются переходы в точке Кюри в ферромагн. или сегнетоэлектрич. фазы, λ-переход $^4He_2$ в сверхтекучее состояние (см. *Сверхтекучесть*), Ф. п. металлов в сверхпроводящее состояние в нулевом магн. поле. Особым видом Ф. п. 2-го рода являются *критические точки* системы жидкость — пар или аналогичные им критич. точки растворов. Ф. п. 2-го рода характеризуются аномальным возрастанием величин, характеризующих отклик системы на внеш. воздействия, — *обобщённых восприимчивостей*. Так, вблизи точек Кюри ферромагнетиков и сегнетоэлектриков резко возрастают магн. и диэлектрич. восприимчивости; вблизи критич. точки жидкость — пар аналогичный рост испытывает сжимаемость.

Вблизи точек Ф. п. 2-го рода наблюдается также аномальный рост *флуктуаций*. Так, флуктуации плотности вблизи критич. точки приводят к усилению рассеяния света (т. н. *опалесценция критическая*), вблизи *магнитных фазовых переходов* усиливается рассеяние нейтронов на флуктуациях магн. моментов, *структурные фазовые переходы* 2-го рода в кристаллах сопровождаются аномальным рассеянием рентг. лучей. При флуктуац. явлениях вблизи Ф. п. 2-го рода резко замедляются процессы установления равновесия в системе (см. *Кинетика фазовых переходов*).

Изменение состояния системы при Ф. п. 2-го рода можно описать как изменение её симметрии (напр., переход кристалла из фазы с кубич. симметрией в тетрагональную). Связь между Ф. п. 2-го рода и изменением симметрии системы лежит в основе общей теории Ф. п. (см. *Ландау теория фазовых переходов*). Для количеств. описания изменения симметрии в этой теории вводят понятие *параметра порядка*, в качестве к-рого выбирают величину, линейно преобразующуюся под действием группы симметрии системы (напр., магн. момент в ферромагнетике, волновая ф-ция бозе-конденсата в $^4He_2$). Термодинамич. среднее параметра порядка равно нулю в одной из фаз (более симметричной) и непрерывно возрастает от нулевого значения в другой. Изменение симметрии при Ф. п. 2-го рода связано с неустойчивостью симметричного состояния и носит назв. *спонтанного нарушения симметрии*. Теория Ландау является теорией *самосогласованного поля*; условием её применимости является малость *Гинзбурга числа Gi*, что выполняется в чистых сверхпроводниках ($Gi \sim 10^{-14}$), в ряде сегнетоэлектриков и в нек-рых др. системах с эфф. дальнодействием. В этих случаях при Ф. п. 2-го рода наблюдается скачок теплоёмкости, причём большей теплоёмкостью обладает несимметричная (упорядоченная) фаза. При $Gi > 1$ теория Ландау неприменима; в частности, это относится к Ф. п. в сверхтекучее состояние, когда теплоёмкость C аномально растёт при темп-рах T, близких к критич. темп-ре T_c: $C \sim |\ln\tau|$, $\tau = (T - T_c)/T_c$.

Существ. отклонения от теории Ландау возникают также в системах с $Gi \ll 1$ в непосредств. окрестности точки перехода ($|\tau| < Gi$), называемой флуктуационной областью (при $Gi \sim 1$ флуктуационной является вся окрестность Ф. п. 2-го рода). Во флуктуац. области термодинамич. (а также кинетич.) характеристики системы испытывают аномалии, к-рые обычно описывают степенными законами с нецелыми показателями (см. *Критические показатели*). Критич. показатели (КП) обладают свойством универсальности, т. е. не зависят от физ. природы вещества и даже от физ. природы Ф. п., а определяются типом спонтанного нарушения симметрии (так, КП сверхтекучего Ф. п. совпадают с КП ферромагн. Ф. п. в магнетике с анизотропией типа «лёгкая плоскость»). Вычисление этих КП, как и выяснение общих закономерностей Ф. п. 2-го рода вне области применимости теории Ландау, является предметом флуктуационной теории Ф. п. 2-го рода. В этой теории (основанной, как и теория Ландау, на понятии спонтанного нарушения симметрии) аномальное поведение физ. величин вблизи T_c связывается с сильным взаимодействием флуктуаций параметра порядка. Радиус корреляции R_c этих флуктуаций растёт с приближением к точке Ф. п. и обращается в бесконечность при $T = T_c$. Поэтому оказывается невозможным разделить систему на статистически независимые подсистемы, в силу чего флуктуации на всех пространств. масштабах оказываются существенно негауссовыми.

Масштабная инвариантность. В точке Ф. п. 2-го рода аномально усиливаются флуктуации не только параметра порядка, но и ряда др. величин (к ним относятся, в частности, плотность энергии, тензор напряжений и нек-рые другие). Все вместе они образуют набор аномально флук-

туирующих величин A_i. Задача теории — вычисление *корреляционных функций* величин $A_i(x)$, через к-рые выражаются аномальные вклады в термодинамич. величины. Центральным для флуктуац. теории является представление о *масштабной инвариантности* (т. н. скейлинге) флуктуаций в точке Ф. п. Масштабная инвариантность означает отсутствие в системе к.-л. характерного пространств. масштаба, превышающего масштаб постоянной решётки; иначе говоря, на всех пространств. масштабах флуктуации ведут себя подобным образом. Это означает, что подобное изменение всех расстояний $|x_i-x_j|$, бóльших по сравнению с постоянной решётки и входящих в к.-л. корреляц. ф-цию $K(x_1, x_2, ..., x_n)=\langle A_1(x_1)A_2(x_2)...A_n(x_n)\rangle$, сводится к изменению единицы длины, причём одновременно изменяются и единицы измерения полей $A_i(x)$. Каждая величина $A_i(x)$ характеризуется своим размерным показателем (индексом) Δ_A в преобразовании подобия: $A(\lambda x)\to\lambda^{-\Delta_A}A(x)$.

Это соотношение является матем. выражением гипотезы подобия (масштабной инвариантности) флуктуаций в точке Ф. п. 2-го рода. Подчеркнём, что размерные показатели Δ_A не совпадают с обычными физ. размерностями величин A, поскольку в их определение входят размерные микроскопич. параметры, не влияющие на свойства аномальных флуктуаций и не меняющиеся при масштабных преобразованиях.

Масштабная инвариантность позволяет определить вид парных корреляц. ф-ций с точностью до констант:

$$\langle A(x)\,B(x')\rangle = Z_{AB}\,|x-x'|^{-(\Delta_A+\Delta_B)}.$$

В окрестности Ф. п. 2-го рода флуктуации характеризуются единств. размерным параметром — радиусом корреляции R_c. Все термодинамич. величины, характеризующие Ф. п. 2-го рода (точнее, их аномальные части), оказываются степенными ф-циями R_c. Из соотношений подобия можно найти общий вид корреляц. ф-ций вблизи T_c:

$$\langle A(x)\,B(x')\rangle = |x-x'|^{-(\Delta_A+\Delta_B)}g(|x-x'|/R_c).$$

Фурье-компоненты этих ф-ций определяют структурные факторы аномального рассеяния вблизи T_c (напр., рассеяния света вблизи критич. точки или рассеяния нейтронов в ферромагнетиках):

$$S(q)\sim q^{\eta-2}f(qR_c). \qquad (*)$$

Здесь q — волновой вектор рассеяния, $f(x)$ — безразмерная ф-ция с асимптотиками $f(x\to\infty)\to\text{const}$, $f(x\to 0)\sim x^{2-\eta}$, η — критич. показатель. Соотношение (*) даёт возможность единым образом представить эксперим. данные, относящиеся к разл. интервалам q и R_c. Экспериментально соотношения (*) хорошо выполняются в самых разл. Ф. п. 2-го рода, что подтверждает гипотезу масштабной инвариантности.

Количеств. вычисления КП и обоснование картины скейлинга связаны с применением методов *ренормализационной группы* и *эпсилон-разложения*. Метод ренормгруппы состоит в последовательном усреднении по всевозможным флуктуациям с пространств. масштабами, меньшими нек-рого l, при фиксир. крупномасштабных конфигурациях. Изменяя затем единицы измерения длин (и соответствующим образом единицы флуктуирующих полей), возвращаемся к системе с теми же линейными размерами, но несколько изменённым функционалом свободной энергии. Такое преобразование наз. преобразованием ренормировки. Условие неизменности функционала свободной энергии при последовательном проведении ренормировки и увеличении масштаба l до бесконечности определяет точку Ф. п. 2-го рода. Именно существование такой неподвижной точки в пространстве возможных функционалов, отвечающих Ф. п. 2-го рода с заданным типом нарушения симметрии, подтверждает гипотезу масштабной инвариантности. КП вычисляют с помощью линеаризации ур-ний ренормгруппы вблизи неподвижной точки. Вычисление КП для Ф. п. 2-го рода в трёхмерных системах проводится обычно с помощью формального рассмотрения систем размерности $4-\varepsilon$, где $\varepsilon\ll 1$ (т. н. эпсилон-разложение) с последующим продолжением до $\varepsilon=1$. Найденные таким способом КП находятся в хорошем согласии с эксперим. данными. Для Ф. п. 2-го рода в двумерных системах часто удаётся найти точные значения КП (см. *Двумерные решёточные модели*).

Необычные Ф. п. В ряде двумерных систем Ф. п. 2-го рода не связан с появлением макроскопич. параметра порядка, но приводит к качеств. изменению свойств системы. Это относится, в частности, к переходам в сверхтекучее и сверхпроводящее состояния в тонких плёнках, где появляется ненулевая сверхтекучая плотность в отсутствие бозе-конденсата. Отсутствие макроскопич. параметра порядка связано в этих случаях с аномально сильными флуктуациями в упорядоченной фазе (см. также ст. *Топологический фазовый переход*).

Особый класс Ф. п. 2-го рода представляют собой Ф. п. в *неупорядоченных системах* (напр., в *спиновых стёклах*). С точки зрения макроскопич. симметрии фаза спинового стекла неотличима от соответств. высокотемпературной (парамагн.) фазы. Физ. отличие этих фаз связано с появлением в фазе спинового стекла неубывающих во времени автокорреляц. ф-ций локализованных магн. моментов S_i ($\lim\limits_{t\to\infty}\langle S_i(0)\,S_i(t)\rangle\neq 0$) при нулевом полном моменте системы. Для Ф. п. в состояние спинового стекла характерно отсутствие наблюдаемых аномалий теплоёмкости и резкий рост времени магн. релаксации. Последовательное теоретич. описание таких Ф. п. отсутствует.

Различие между Ф. п. 1-го рода и 2-го рода является несколько условным, т. к. нередко наблюдаются Ф. п. 1-го рода с малой теплотой перехода и сильными флуктуациями, характерными для Ф. п. 2-го рода. К ним относятся большинство Ф. п. между разл. мезофазами *жидких кристаллов*, нек-рые структурные Ф. п., а также многие Ф. п. в антиферромагн. состояния со сложной магн. структурой. В последнем случае, как и в нек-рых других, существование Ф. п. 1-го рода связано с сильным взаимодействием флуктуаций; по теории Ландау эти переходы должны быть Ф. п. 2-го рода. Существуют также примеры противоположного типа: по теории Ландау все фазовые переходы плавления должны быть Ф. п. 1-го рода, однако в ряде двумерных систем с сильно развитыми флуктуациями эти переходы оказываются Ф. п. 2-го рода.

В ряде случаев движение вдоль кривой Ф. п. 1-го рода при изменении внеш. параметров приводит к уменьшению теплоты перехода и скачка уд. объёма вплоть до полного их исчезновения, после чего Ф. п. между теми же фазами происходит как Ф. п. 2-го рода. Соответствующая точка на кривой перехода наз. *трикритической точкой*, она характеризуется резкой аномалией теплоёмкости в упорядоченной фазе: $C\sim(T_c-T)^{-1/2}$. Вблизи трикритич. точки флуктуации столь же сильны, как вблизи любой точки Ф. п. 2-го рода, однако их взаимодействие между собой аномально слабое. Это позволяет применять для описания трикритич. точки теорию самосогласованного поля (см. также ст. *Поликритическая точка*).

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Статистическая физика, ч. 1, 3 изд., М., 1976; Паташинский А. З., Покровский В. Л., Флуктуационная теория фазовых переходов, 2 изд., М., 1982; Ма Ш., Современная теория критических явлений, пер. с англ., М., 1980.

М. В. Фейгельман.

ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХО́Д ПОРЯ́ДОК — БЕСПОРЯ́ДОК, см. *Структурные фазовые переходы.*

ФА́ЗОВЫЙ СИНХРОНИ́ЗМ (волновой синхронизм) при нелинейном взаимодействии волн — условие наиб. эффективного энергообмена между собственной и вынуждающей волнами среды, имеющими одинаковые частоты. Напр., в нелинейной оптике вынуждающей волной может быть волна *нелинейной поляризации*. Условие Ф. с. выражается равенством волнового вектора k собств. волны среды волновому вектору $k_н$ вынуждающей волны ($k=k_н$). Разность волновых векторов $\Delta k=k-k_н$ наз. фазовой (волновой) расстройкой. Нелинейные взаимодействия волн, происходящие при наличии Ф. с. ($\Delta k=0$), принято называть синхронными (см. *Синхронизм*).

При синхронных взаимодействиях реализуются накапливающиеся нелинейные взаимодействия, в результате к-рых энергия одной интенсивной волны может быть полностью преобразована в энергию первоначально слабых волн др. частот (см. *Нелинейная оптика*).

В случае трёхволновых взаимодействий, напр. при генерации суммарной (разностной) частоты $\omega=\omega_1\pm\omega_2$, волновой вектор вынуждающей волны $\boldsymbol{k}_в=\boldsymbol{k}_1\pm\boldsymbol{k}_2$, где $\boldsymbol{k}_j$ — волновой вектор волны с частотой ω_j ($j=1, 2$). Если волновые векторы $\boldsymbol{k}$, $\boldsymbol{k}_1$ и $\boldsymbol{k}_2$ имеют одно направление, реализуется коллинеарный Ф. с. При несовпадающих направлениях волновых векторов условие Ф. с. наз. неколлинеарным.

В реальных диспергирующих средах условие Ф. с. может быть выполнено в изотропных средах только в области аномальной дисперсии, а в анизотропных средах — и в области нормальной дисперсии. Рассмотрим в качестве примера генерацию второй гармоники $\omega_2=2\omega_1$. Учитывая, что $k_j(\omega_j)=\omega_j/v(\omega_j)=\omega_j n(\omega_j)/c$, где $v(\omega_j)$ — фазовая скорость, условие Ф. с. можно представить в виде следующих соотношений:

$$v(\omega_2)\geqslant v(\omega_1) \text{ или } n(\omega_2)\leqslant n(\omega_1). \qquad (*)$$

В области нормальной дисперсии величина показателя преломления увеличивается с ростом частоты, т. е. для изотропных сред условие (*) не выполняется, но оно выполняется в области аномальной дисперсии. В анизотропных средах условие (*) может быть выполнено и в области нормальной дисперсии в случае взаимодействия волн разл. поляризаций. Хотя при этом всегда $n_o(\omega_1)<n_o(\omega_2)$ и $n_e(\omega_1)<n_e(\omega_2)$ (индексы *o* и *e* относятся соответственно к обыкновенной и необыкновенной волнам), однако при не слишком малых параметрах анизотропии возможно $n_o(\omega_1)\geqslant n_e(\omega_2)$ (отрицат. кристаллы) или $n_e(\omega_1)\geqslant n_o(\omega_2)$ (положит. кристаллы). В отрицат. нелинейном кристалле *KDP* условие Ф. с. при генерации второй гармоники выполняется при взаимодействии вида $\boldsymbol{k}_o(\omega_1)+\boldsymbol{k}_o(\omega_1)=\boldsymbol{k}_e(\omega_2)$ или $\boldsymbol{k}_o(\omega_1)+\boldsymbol{k}_e(\omega_1)=\boldsymbol{k}_e(\omega_2)$. Подобные соотношения можно записать для др. типов трёхчастотных взаимодействий.

В случае четырёхволновых взаимодействий возможности выполнения условия Ф. с. более разнообразны по сравнению с трёхволновыми взаимодействиями. В общем случае это условие имеет вид $\boldsymbol{k}_4=\pm\boldsymbol{k}_1\pm\boldsymbol{k}_2\pm\boldsymbol{k}_3$ при генерации частоты $\omega_4=\pm\omega_1\pm\omega_2\pm\omega_3$. В случае вырожденного четырёхчастотного взаимодействия $\omega_3=2\omega_1\pm\omega_2$ условие Ф. с. принимает вид $\boldsymbol{k}(\omega_3)=2\boldsymbol{k}(\omega_1)\pm\boldsymbol{k}(\omega_2)$. Синхронные четырёхволновые взаимодействия в анизотропных средах могут быть реализованы в области нормальной дисперсии для волн разл. поляризаций.

В нелинейных средах с периодич. модуляцией линейной или нелинейной восприимчивости могут быть реализованы т. н. квазисинхронные взаимодействия; в них фазовая расстройка $\Delta\boldsymbol{k}$ компенсируется за счёт модуляции вектора обратной решётки. Это расширяет класс нелинейных кристаллов, к-рые можно использовать для реализации эфф. нелинейных взаимодействий волн.

Лит. см. при статьях *Синхронизм*, *Нелинейная оптика*.

А. С. Чиркин.

ФАЗО́Н — составная *квазичастица*, образуемая электроном, локализованным вблизи гетерофазной флуктуации (частный случай *флуктуона*). При *фазовых переходах* 1-го рода зародыш фазы β, возникающий в равновесной при данной темп-ре фазе α, увеличивает термодинамич. потенциал системы. Если электрон притягивается к такой флуктуации и локализуется вблизи неё, то понижение энергии электрона может скомпенсировать увеличение термодинамич. потенциала и стабилизировать флуктуацию. В большинстве случаев радиус Ф. оказывается много больше постоянной решётки, т. е. Ф. является макроскопич. квазичастицей. Если при данных условиях радиус Ф. превосходит критич. радиус зародышей фазы β, имеет место фазовый переход $\alpha\to\beta$. Температурная область существования Ф. вблизи точки фазового перехода тем шире, чем меньше теплота перехода.

Возникновение Ф. приводит к изменению электронных свойств кристалла в области фазового перехода. В окрестности точки фазового перехода в кристалле возникают новые локализованные электронные состояния — энергетич. уровни Ф. в запрещённой зоне фазы α. Эти уровни могут приводить к аномалиям в электропроводности и фотопроводимости. Они существенно влияют на кинетику процессов рекомбинации и захвата неравновесных электронов в области фазового перехода. В др. случаях Ф. можно рассматривать как невырожденный газ подвижных квазичастиц, дающий вклад в явления переноса.

Учёт возможности образования Ф. объясняет влияние электронов (в т. ч. неравновесных) на фазовый переход 1-го рода. Возникновение Ф. значительно облегчается при увеличении числа локализующихся на нём электронов. Увеличение концентрации неравновесных электронов в зоне проводимости фазы α способствует образованию зародышей критич. размера, т. е. приводит к сдвигу темп-ры фазового перехода $\alpha\to\beta$.

Лит.: Кривоглаз М. А., Флуктуонные состояния электронов, «УФН», 1973, т. 111, в. 4, с. 617; Фридкин В. М., Фотосегнетоэлектрики, М., 1979.

Э. М. Эпштейн.

ФАЗОПЕРЕМЁННАЯ ФОКУСИРО́ВКА, см. в ст. *Фокусировка частиц в ускорителе*.

ФАЗОТРО́Н — резонансный циклич. ускоритель тяжёлых частиц (протонов, ионов), работающий при постоянном во времени азимутально однородном (или почти однородном) магн. поле и периодически изменяющемся по частоте высокочастотном ускоряющем напряжении.

Ф. применяют для ускорения частиц до энергий порядка 0,6 — 1 ГэВ. При более высоких энергиях их применение оказывается экономически неоправданным (см. ниже); с 80-х гг. Ф. начали уступать место *изохронным циклотронам*.

Схема устройства Ф. изображена на рис. 1 к ст. *Циклотрон* (*а* — вертикальный разрез Ф.; *б* — горизонтальный). Ускоряемые частицы движутся в откачанной до высокого вакуума камере, расположенной в вертикальном магн. поле, к-рое создаётся между полюсами *2* электромагнита с помощью катушек *3*, питаемых пост. током. В камере расположены высоковольтные полые электроды (дуанты), между к-рыми создаётся ВЧ электрич. поле. Частицы ускоряются этим полем, переходя из дуанта в дуант. Электрич. поле между дуантами должно иметь в этот момент нужное направление и достаточную величину. Ускоряющая система Ф. может иметь не два, а один дуант, роль второго дуанта в этом случае играет вакуумная камера. Движение частиц в азимутально однородном поле описывается ур-ниями

$$\omega=ZeBc/\mathscr{E}, \qquad (1)$$

$$pc=ZeBr. \qquad (2)$$

Ф-лы (1) и (2) приведены в физ. системе единиц; ω — частота обращения частиц в вакуумной камере Ф., Ze — заряд ускоряемых частиц, B — индукция магн. поля, c — скорость света, p — импульс частиц, $\mathscr{E}$ — их полная (включающая энергию покоя) энергия, r — радиус кривизны траектории.

При движении без ускорения частицы описывают в камере круговые траектории, радиус к-рых определяется из (2). При движении с ускорением радиус окружности с увеличением импульса частиц растёт, так что траектории приобретают вид раскручивающихся спиралей. Частота обращения частиц с увеличением $\mathscr{E}$ падает, соответственно должна уменьшаться частота ускоряющего напряжения. (Вторая причина уменьшения частоты заключается в том, что устойчивое вертикальное движение частиц при ускорении возможно только в магн. поле, индукция к-рого уменьшается с радиусом.) Рабочий режим Ф. носит поэтому циклич. характер: частота ускоряющего напряжения на рабочей части цикла падает в соответствии с энергией частиц, а затем возвращается к своему нач. значению. После этого начинается следующий цикл ускорения.

Практический предел на энергию, достижимую при помощи Ф., накладывает вес магн. системы и энергопотребление ускорителя. Для ускорения частиц до самых больших энергий применяют ускорители, в к-рых магн. поле создаётся не по всей площади круга, а на узкой кольцевой дорожке, в пределах к-рой происходит движение ускоряемых частиц. Как ясно из (2), при растущем импульсе частиц и пост. радиусе траектории в течение ускорит. цикла должна изменяться индукция магн. поля. Такие ускорители называют синхрофазотронами или *синхротронами протонными.*

Как уже говорилось, Ф. уступают место изохронным циклотронам, в к-рых частота ускоряющего поля постоянна, а с энергией частиц (с радиусом) возрастает усреднённое по азимуту значение магн. индукции. При таком законе изменения B возникает неустойчивость вертикального движения, с к-рой удаётся справиться ценой отказа от азимутальной симметрии магн. поля.

Приведём в качестве примера параметры Ф., введённого в действие в 1984 в Объединённом ин-те ядерных исследований в Дубне (рис.). Протоны ускоряются до энергии

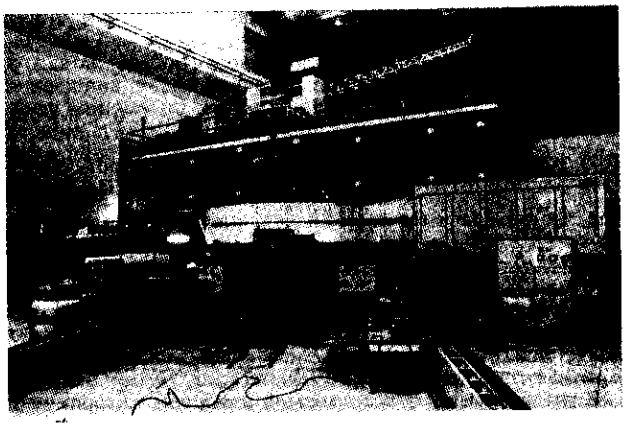


Рис. Внешний вид протонного фазотрона Объединённого института ядерных исследований.

600 МэВ; вес магнита 7000 т, диаметр магн. полюсов 6 м. Потребляемая мощность: 700 кВт для питания магнита, 200 кВт для питания высокочастотной системы. Частота циклов ускорения 250 Гц; усреднённый по времени ток внутреннего пучка ~6 мкА, тон выведенного пучка ~3,5 мкА. Во время реконструкции Ф. в структуру магн. поля были введены спиралевидные неоднородности, к-рые позволяют уменьшить диапазон изменения частоты ускоряющего напряжения.

Лит. см. при ст. *Ускорители заряженных частиц.*

Л. Л. Гольдин.

ФАЗОЧАСТО́ТНАЯ ХАРАКТЕРИ́СТИКА (ФЧХ) — характеристика линейной электрич. цепи, выражающая зависимость сдвига по фазе между гармонич. колебаниями на выходе и входе этой цепи от частоты гармонич. колебаний на её входе. ФЧХ используются в осн. для оценки фазовых искажений формы сложного сигнала (напр., видеосигнала), вызываемых неодинаковой задержкой во времени его отд. гармонич. составляющих при их прохождении по электрич. цепи, в радиотехн. системах, основанных на фазовых методах обработки сигналов, в системах многоканальной связи, в измерит. устройствах и др. Для подавляющего большинства электрич. цепей ФЧХ однозначно связана с амплитудно-частотной характеристикой.

ФА́ЗЫ РАССЕ́ЯНИЯ — вещественные параметры, характеризующие упругое рассеяние частиц. См. *Рассеяние микрочастиц.*

ФА́КЕЛЬНЫЙ РАЗРЯ́Д — особый вид одноэлектродного *высокочастотного разряда*; возникает при повышении тока и частоты ($\geqslant 10^6$ Гц) в *коронном разряде* или при удалении, напр., одного из электродов высокочастотной дуги. При давлениях, близких к атмосферному или более высоких, Ф. р. имеет форму пламени свечи. С понижением давления Ф. р. постепенно утрачивает свою первонач. форму, превращаясь в разряд с равномерным диффузным свечением. Как и коронный разряд, Ф. р. наиб. легко возникает на электродах с большой кривизной — на остриях, тонких проволоках и т. п.

Лит. см. при статьях *Коронный разряд, Электрические разряды в газах.*

Л. А. Сена.

ФА́КТОР МАГНИ́ТНОГО РАСЩЕПЛЕ́НИЯ — то же, что *Ланде множитель.*

ФАРА́Д (Ф, F) — единица электрич. ёмкости СИ. Названа в честь М. Фарадея (M. Faraday). 1 Ф равен электрич. ёмкости конденсатора, между обкладками к-рого при заряде на них 1 Кл возникает разность потенциалов 1 В. $1\ \text{Ф} = 8{,}99 \cdot 10^{11}$ см $= 10^{-9}$ единиц СГСМ (сантиметр — единица ёмкости симметричной СГС системы единиц и системы СГСЭ). Чаще применяют дольные единицы: микрофарад (10^{-6} Ф) и пикофарад (10^{-12} Ф).

ФАРА́Д НА МЕТР (Ф/м, F/m) — единица СИ абс. диэлектрич. проницаемости и восприимчивости; 1 Ф/м равен абс. диэлектрич. проницаемости среды, в к-рой при напряжённости электрич. поля 1 В/м возникает электрич. смещение 1 Кл/м^2. Абс. диэлектрич. проницаемость вакуума (электрич. постоянная) $\varepsilon_0 = 10^7/4\pi c^2 = 8{,}854187817... \times 10^{-12}$ Ф/м.

ФАРАДЕ́Я ПОСТОЯ́ННАЯ (Фарадея число), F, — *фундаментальная физическая константа*, равная произведению *Авогадро постоянной* N_A на элементарный электрич. заряд e (заряд *электрона*):

$$F = N_A \cdot e = 96485{,}309(29)\ \text{Кл} \cdot \text{моль}^{-1};$$

Ф. п. применяется в электрохим. расчётах. Названа в честь М. Фарадея (M. Faraday), открывшего осн. законы электролиза. Значение F определялось на основе измерений эл.-хим. эквивалента серебра.

ФАРАДЕ́Я ЭФФЕ́КТ — один из эффектов *магнитооптики*, заключающийся во *вращении плоскости поляризации* линейно поляризованного света, распространяющегося в веществе вдоль пост. магн. поля, в к-ром находится это вещество. Открыт М. Фарадеем (M. Faraday) в 1845 и явился первым доказательством прямой связи оптич. и эл.-магн. явлений.

Феноменологич. объяснение Ф. э. заключается в том, что в общем случае намагниченное вещество нельзя охарактеризовать одним показателем преломления n. Под действием магн. поля показатели преломления n_+ и n_- для циркулярно право- и левополяризованного света становятся различными. Вследствие этого при прохождении через среду вдоль магн. поля право- и левополяризованные составляющие линейно поляризованного излучения распространяются с разными фазовыми скоростями, приобретая разность хода, линейно зависящую от *оптической длины пути*. В результате плоскость поляризации линейно поляризованного монохроматич. света с длиной волны λ, прошедшего в среде путь l, поворачивается на угол $\theta = \pi l(n_+ - n_-)/\lambda$. В области не очень сильных магн. полей разность $(n_+ - n_-)$ линейно зависит от напряжённости магн. поля и в общем виде угол фарадеевского вращения описывается соотношением $\theta = VHl$, где константа V зависит от свойств вещества, длины волны излучения и темп-ры и наз. *Верде постоянной.*

Ф. э. по своей природе тесно связан с *Зеемана эффектом*, обусловленным расщеплением уровней энергии атомов и молекул магн. полем. При продольном относительно магн. поля наблюдении спектральные компоненты зеемановского расщепления оказываются циркулярно поляризованными. Соответствующую циркулярную анизотропию обнаруживает и спектральный ход показателя преломления в области зеемановских переходов. Т. о., в наиб. простом виде Ф. э. является следствием зеемановского расщепления кривых дисперсии показателя преломления для двух циркулярных поляризаций.

В Ф. э. ярко проявляется специфич. характер вектора напряжённости магн. поля $\boldsymbol{H}$ ($\boldsymbol{H}$ — осевой вектор, «псевдовектор»). Знак угла поворота плоскости поляризации при Ф. э. в отличие от естественной *оптической активности* не зависит от направления распространения света (по полю или против поля). Поэтому многократное прохождение света через среду, помещённую в магн. поле, приводит к возрастанию угла поворота плоскости поляризации в соответствующее число раз. Эта особенность Ф. э. нашла применение при конструировании невзаимных оптич. и радиомикроволновых устройств (см. *Невзаимные элементы*). Ф. э. широко используется в науч. исследованиях.

Лит. см. при ст. *Магнитооптика.* *В. С. Запасский.*

ФЁДОРОВСКИЕ ГРУППЫ — то же, что пространственные группы симметрии (см. *Симметрия кристаллов*).

ФЕЙГЕНБА́УМА УНИВЕРСА́ЛЬНОСТЬ — явление универсальности, связанное с бесконечными последовательностями *бифуркаций* удвоения периода устойчивых периодич. траекторий. Это явление было обнаружено и исследовано М. Фейгенбаумом (M. Feigenbaum) в 1978 [1—3]. Бифуркация удвоения периода происходит в том случае, когда для периодич. траектории γ, зависящей от параметра μ, собственное значение $\lambda(\mu)$ оператора монодромии, задающего сдвиг вдоль γ на период, проходит через значение $\lambda(\mu_1)=-1$. При прохождении параметра через бифуркац. значение μ_1 от γ ответвляется новое периодич. решение γ_1, к-рое при $\mu=\mu_1$ совпадает с дважды пройденным γ. При дальнейшем изменении μ собств. значение $\lambda_1(\mu)$ может также пройти через -1 при нек-ром μ_2: $\lambda_1(\mu_2)=-1$, после чего от γ_1 ответвляется периодич. траектория с периодом вдвое большим, чем период γ_1, и т. д. Оказывается, что в типичных ситуациях происходят бесконечные последовательности бифуркаций удвоения, причём бифуркац. значения μ_i накапливаются к предельному значению $\mu_\infty=\lim\limits_{i\to\infty}\mu_i$. Замечательным является универсальный характер сходимости $\mu_i\to\mu_\infty$, а именно $\mu_\infty-\mu_i\sim\text{const}\,\delta^{-i}$, где $\delta=4{,}6692...$ — универсальная константа Фейгенбаума. При $\mu_i\to\mu_\infty$ бифуркац. траектории становятся всё более сложными и сходятся к нек-рому *фракталу*, структура к-рого также является универсальной. Обычно значение μ_∞ связывают с началом возникновения *хаоса* в системе, а Ф. у. рассматривают как один из очень общих механизмов стохастизации [4]. Ф. у. обнаружена численно во многих физ. задачах. Отметим среди них систему Лоренца, галёркинские аппроксимации ур-ний Навье — Стокса, магн. гидродинамику, нелинейные колебания в электрич. цепях и др.

Ф. у. удобно изучать для семейств одномерных отображений. Типичным примером служит $f_\mu(x)=1-\mu x^2$, $x\in[-1, 1]$, $\mu\in[0, 2]$. При $\mu_1=0{,}75$ происходит первая бифуркация удвоения: из неподвижной точки $x_0=2/3$ рождается пара точек, образующих цикл периода 2. Следующие бифуркац. значения $\mu_2=1{,}25$, $\mu_3=1{,}3681$ и т. д. Последовательность $\mu_i\to\mu_\infty\approx1{,}40155$, а отношения $(\mu_i-\mu_{i-1})/(\mu_{i+1}-\mu_i)\to\delta=4{,}6692...$. Отображение f_{μ_∞} имеет циклы периода 2^n для любого n.

Определим последовательность ф-ций

$$f_n(x)=\frac{1}{\tau_n}f_{\mu_\infty}^{(2^n)}(\tau_n x)\equiv\frac{1}{\tau_n}\underbrace{f_{\mu_\infty}(f_{\mu_\infty}(...f_{\mu_\infty}(\tau_n x)...)}_{2^n},$$

где $\tau_n=f_{\mu_\infty}^{(2^n)}(0)$. Оказывается, что f_n сходятся к универсальной ф-ции $g(x)$, к-рая является решением ур-ния удвоения:

$$g(x)=-\alpha g(g(-\alpha^{-1}x)),\ g(0)=1,\ g'(0)=0,\ \alpha=-\frac{1}{g(1)}. \quad (1)$$

Ф-ция $g(x)$ является чётной аналитич. ф-цией:

$$g(x)=1-1{,}52763...x^2+0{,}104815...x^4-...,$$

$\alpha=2{,}50290...$. Константа α характеризует изменение масштаба в системе за 2^n шагов: $\tau_n\sim\text{const}\,\alpha^{-n}$. Объяснение универсальности, предложенное Фейгенбаумом, носит ренормгрупповой характер. Если правую часть ур-ния (1) рассматривать как определение преобразования удвоения, то ф-ция $g(x)$ является неподвижной точкой этого преобразования, а весь спектр линеаризованного преобразования в точке g лежит внутри единичного круга, за исключением одного собственного значения, равного константе Фейгенбаума δ.

Опишем структуру фрактального аттрактора, отвечающего f_{μ_∞} и g (аттрактора Фейгенбаума). Определим систему непересекающихся интервалов $\Delta_i^{(n)}$, $0\leqslant i<2^n$ ранга n: $\Delta_0^{(n)}=[-\alpha^{-n}, \alpha^{-n}]$, $\Delta_i^{(n)}=g\,\Delta_{i-1}^{(n)}$, $1\leqslant i<2^n$ и их объединение $F_n=\bigcup\limits_{i=0}^{2^n-1}\Delta_i^{(n)}$. Множество F_n содержит F_{n+1}, а каждый интервал $\Delta_i^{(n)}$ содержит два интервала ранга $(n+1)$: $\Delta_i^{(n+1)}$ и $\Delta_{i+2^n}^{(n+1)}$. При этом при переходе к $(n+1)$ центр. часть интервала выбрасывается. В пределе $n\to\infty$ возникает фрактал $F=\bigcap\limits_{n\geqslant1}F_n$, имеющий структуру канторова множества, к-рый служит аттрактором для отображения g. Отрезки $\Delta_i^{(n)}$ имеют нерегулярную длину. Их длины удобно описывать с помощью термодинамич. формализма ([5]). Пусть $i=1+\varepsilon_1 2^1+\varepsilon_2 2^2+...+\varepsilon_{n-1}2^{n-1}$, где $\varepsilon_k=0, 1$. Существует ф-ция U, определённая на бесконечных последовательностях нулей и единиц, такая, что

$$|\Delta_i^{(n)}|\sim\text{const}\exp\left\{\sum_{k=2}^{n}U(\varepsilon_k, \varepsilon_{k-1}, ..., \varepsilon_2, 1, 0, ...)\right\}. \quad (2)$$

При этом ф-ция U с экспоненц. скоростью аппроксимируется ф-циями от конечного числа переменных. Из (2) следует, что для любого β существует

$$p(\beta)=\lim_{n\to\infty}\frac{1}{(\ln 2)\,n}\ln\left(\sum_{i=0}^{2^n-1}|\Delta_i^{(n)}|^\beta\right).$$

Универсальная ф-ция $p(\beta)$ является выпуклой и монотонно убывающей. Фрактальная размерность аттрактора F определяется из ур-ния $p(\beta_0)=0$. Численный счёт даёт значение $\beta_0\approx0{,}54$.

В реальных физ. экспериментах измеряют обычно спектральные пики, отвечающие определ. гармоникам. Введём автокорреляц. ф-цию:

$$c_n=\lim_{N\to\infty}\frac{1}{N}\sum_{i=0}^{N}x_{n+i}x_i,$$

где $x_i=g^{(i)}(x_0)\equiv\underbrace{g(g(...g(x_0)...))}_{i}$ и её преобразование Фурье:

$$c_n=\int_0^1 e^{2\pi jn\omega}C(\omega)d\omega,\ C(\omega)=C_0\,\delta(\omega)+$$
$$+\sum_{n=1}^{\infty}\sum_{r=0}^{2^n-1}C_r^{(n)}\delta\left(\omega-\frac{2r+1}{2^n}\right),$$
$$j^2=-1.$$

При $n\to\infty$ отношение

$$\left(A_n=\sum_{r=0}^{2^{n-1}-1}C_r^{(n)}\right)\Big/\left(A_{n+1}=\sum_{r=0}^{2^n-1}C_r^{(n+1)}\right)\to\chi=$$
$$=2\exp(-p(2)\ln 2)\approx10{,}48\quad([6]).$$

Если в системе присутствует малый случайный шум, т. е. рассматривается динамика $x_{k+1}=f_\mu(x_k)+\varepsilon\xi_k$, где ξ_k — независимые случайные величины со средним нуль, то удаётся наблюдать лишь конечное число $n(\varepsilon)$ бифуркаций удвоения периода. Асимптотика $n(\varepsilon)$ при $\varepsilon\to0$ также является универсальной:

$$\frac{n(\varepsilon)}{\ln(\varepsilon^{-1})}\to\nu=\frac{2}{p(-2)\ln 2}\approx0{,}529\quad([5], [7]).$$

Лит.: 1) Feigenbaum M. J., Quantitative universality for a class of nonlinear transformations, «J. Stat. Phys.», 1978, v. 19, № 1, p. 25; 2) Feigenbaum M. J., The universal metric properties of nonlinear

transformations, «J. Stat. Phys.», 1979, v. 21, № 6, p. 669; 3) Фейгенбаум М., Универсальность в поведении нелинейных систем, пер. с англ., «УФН», 1983, т. 141, в. 2, с. 343; 4) Eckmann J.-P., Road to turbulence in dissipative dynamical systems, «Rev. of Mod. Phys.», 1981, v. 53, p. 643; 5) Вул Е. Б., Синай Я. Г., Ханин К. М., Универсальность Фейгенбаума и термодинамический формализм, «Успехи матем. наук», 1984, т. 39, в. 3, с. 3; 6) Nauenberg M., Rudnick J., Universality and the power spectrum at the onset of chaos, «Phys. Rev. B», 1981, v. 24, № 1, p. 493; 7) Crutchfield J., Nauenberg M., Rudnick J., Scaling for external noise at the onset of chaos, «Phys. Rev. Lett.», 1981, v. 46, № 14, p. 933.

К. М. Ханин.

ФЕ́ЙНМАНА ДИАГРА́ММЫ — наглядный и эфф. способ описания взаимодействия в *квантовой теории поля* (КТП). Метод предложен Р. Фейнманом (R. Feynman) в 1949 для построения амплитуд рассеяния и взаимного превращения элементарных частиц (см. *Амплитуда рассеяния, Амплитуда процесса*) в рамках теории возмущений (см. *Возмущений теория*), когда из полного (эффективного) лагранжиана $\mathscr{L}$ системы полей выделяется невозмущённая часть (свободный лагранжиан) $\mathscr{L}_0$, квадратичная по полям, а оставшаяся часть (лагранжиан взаимодействия) $\mathscr{L}_I$ трактуется как возмущение.

Составными элементами Ф. д. являются *вершины*, внутренние и внешние линии. Каждая из линий подсоединяется к каким-нибудь вершинам: внутренняя к двум, а внешняя к одной. Набор вершин определяется структурой $\mathscr{L}_I$, а внешних и внутренних линий — структурой $\mathscr{L}_0$. Каждому моному по полям в $\mathscr{L}_I$ соответствует определ. тип вершин, а каждому виду поля в $\mathscr{L}_0$ — определ. тип линий. Если поле нейтральное (соответствующая частица совпадает со своей античастицей, см. *Истинно нейтральные частицы*), то линия считается ненаправленной, в противном случае линия направленная и на диаграмме снабжается стрелкой.

Существуют т. н. правила Фейнмана (ПФ, см. ниже), к-рые сопоставляют каждому элементу Ф. д. определ. матем. объекты (величины и операции), так что по Ф. д. можно однозначно построить аналитическое выражение, дающее вклад в амплитуду рассеяния квантованных полей. Вместе с тем Ф. д. позволяет такому вкладу дать наглядную классич. интерпретацию в виде ряда последовательных локальных превращений частиц. Каждому отд. превращению соответствует вершина, внутр. линиям — распространение промежуточной частицы от одного акта превращения до другого (*пропагатор* частицы), внеш. линиям — волновые ф-ции начальных и конечных частиц, участвующих в процессе.

В качестве примера рассмотрим Ф. д. в *квантовой электродинамике* (КЭД), к-рая описывает взаимодействие электронов, позитронов и фотонов между собой. В КЭД имеются всего один тип вершин (рис. 1) и два типа линий (рис. 2). Ненаправленная волнистая линия относится к фотону, а направленная прямая — к электрону и позитрону.



Рис. 1.

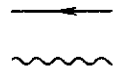


Рис. 2.

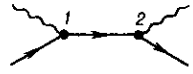


Рис. 3.

В последнем случае распространению осн. частицы (электрона) соответствует движение вдоль линии по направлению стрелки, а распространению античастицы (позитрона) — движение против стрелки.

Каждая Ф. д. имеет неск. интерпретаций в зависимости от направления движения вдоль линий этой диаграммы. Так, для Ф. д., изображённой на рис. 3, допустимы следующие варианты. Первый — движение по линиям слева направо — рассеяние фотона на электроне (*Комптона эффект*). В вершине *1* нач. электрон поглощает нач. фотон, при этом образуется промежуточный электрон, к-рый распространяется от вершины *1* к вершине *2*. Здесь он излучает конечный фотон и превращается в конечный электрон. Результатом процесса является перераспределение 4-импульса (энергии и импульса) между электроном и фотоном. Второй вариант — движение по линиям справа налево — рассеяние фотона на позитроне. Третий вариант — движение снизу вверх — *аннигиляция* электрона и позитрона с превращением их в два фотона. Четвёртый вариант — движение сверху вниз — рождение электрон-позитронной пары при столкновении двух фотонов.

Согласно ПФ, в каждой вершине взаимопревращение частиц происходит с интенсивностью, пропорц. нек-рой константе связи (*константе взаимодействия*), и с соблюдением закона сохранения 4-импульса. Вместе с тем релятивистское соотношение между энергией и импульсом (т. н. массовая поверхность) $\mathscr{E}=\sqrt{P^2c^2+m^2c^4}$ ($\mathscr{E}$ — энергия, P — обычный трёхмерный импульс, m — масса) выполняется только для начальных и конечных частиц, описываемых внеш. линиями (реальные частицы). Это соотношение нарушается для промежуточных частиц, описываемых внутр. линиями, в связи с чем они наз. *виртуальными частицами*. Для них $\mathscr{E}$ и P могут независимо принимать значения от $-\infty$ до $+\infty$.

Поле может быть как однокомпонентным, так и многокомпонентным. В КЭД и фотонное (векторное эл.-магн.) поле, и электрон-позитронное (спинорное) поле имеют по четыре компоненты. Каждая линия в Ф. д. описывает сразу всю совокупность компонент соответствующего поля. В суперсимметричных моделях (см. *Суперсимметрия*) линия в Ф. д. описывает распространение целого мультиплета элементарных частиц, к-рые соответствуют разным компонентам одного суперполя.

Тип физ. процесса определяется только теми частицами, к-рые имеются на входе и выходе этого процесса. Поэтому все Ф. д. с одним и тем же набором внеш. линий вне зависимости от своей внутр. структуры соответствуют одному и тому же физ. процессу. Каждая из таких диаграмм вносит аддитивный вклад в амплитуду процесса. Так, помимо диаграммы, изображённой на рис. 3, эффекту Комптона соответствуют, напр., диаграммы, приведённые на рис. 4.

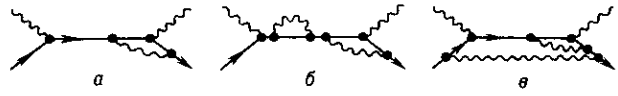


Рис. 4.

Отличит. чертой этих диаграмм является наличие в них замкнутых циклов (петель), состоящих из внутр. линий. Диаграммы типа рис. 4, *а* наз. однопетлевыми, а типа рис. 4, *б* и рис. 4, *в* — двухпетлевыми. Беспетлевые диаграммы типа рис. 3 наз. древесными. Из всех диаграмм, соответствующих данному физ. процессу, древесные диаграммы имеют наименьшее число вершин. Поэтому в теории возмущений, в к-рой роль малого параметра играет константа связи, древесные диаграммы вносят осн. вклад, а диаграммы с петлями описывают *радиационные поправки*.

Помимо разложения всех величин в ряд теории возмущений по константе связи используется разложение в ряд по константе Планка $\hbar$. Оказывается, что вклад Ф. д. пропорционален $\hbar$ в степени n, где n — число петель в данной диаграмме. Поэтому в классич. пределе ($\hbar\to 0$) вклад дают только древесные диаграммы.

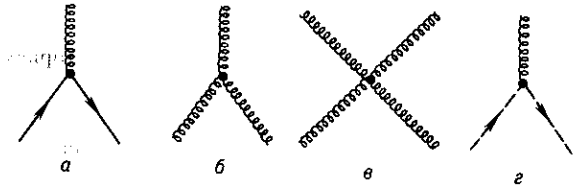
Кроме амплитуд рассеяния Ф. д. используются для описания *Грина функций* (в КТП). В обоих случаях структуры диаграмм очень схожи, что отражает тесную связь между ф-циями Грина и амплитудами рассеяния. Существенным отличием является лишь то, что для ф-ций Грина внеш. линиям соответствует распространение виртуальных частиц (вне массовой поверхности).

Согласно ПФ, каждой петле в Ф. д. отвечает интегрирование по 4-импульсу, к-рый может циркулировать в данной петле, не нарушая законов сохранения в вершинах. Нек-рые из этих интегралов расходятся за счёт бесконечного объёма интегрирования (*ультрафиолетовые расходи-*

мости). Существует последовательный метод, называемый процедурой регуляризации и перенормировки, к-рый позволяет избавиться от этих расходимостей. В этом методе формулируются правила, по к-рым нек-рым внутр. блокам (обобщённым вершинам, см. ниже) в Ф. д. ставятся в соответствие определ. матем. операции. С их помощью удаётся скомпенсировать УФ-расходимости (см. *Регуляризация расходимостей, Перенормировки*).

В выделении обобщённых вершин, используемых в процедуре перенормировок, существенную роль играет следующая классификация Ф. д. Диаграмма наз. связной, если из любой её вершины можно попасть в любую другую, перемещаясь по внутр. линиям. В противном случае диаграмма наз. несвязной. Диаграмма наз. сильно связной или одночастично неприводимой, если она остаётся связной после разрыва любой одной внутр. линии. Разл. совокупности вершин и внутр. линий диаграммы наз. её поддиаграммами. Они имеют ту же классификацию, что и диаграммы. Обобщённые вершины — это сильно связные поддиаграммы, к-рые подсоединяются к др. частям диаграммы так же, как обычные вершины или внутр. линии. В КЭД три типа обобщённых вершин: собственная энергия электрона (подсоединяется двумя электрон-позитронными линиями), собственная энергия фотона или поляризация вакуума (подсоединяется двумя фотонными линиями), треугольная вершина (подсоединяется двумя электрон-позитронными линиями и одной фотонной).

Специфические особенности имеет диаграммная техника для моделей с неабелевыми *калибровочными полями*. Это связано с тем, что для их последовательной релятивистски инвариантной формулировки приходится рассматривать помимо физ. компонент калибровочных полей и нефизические. Оказывается, что лишний вклад в наблюдаемые величины от нефиз. компонент можно скомпенсировать вкладом нек-рых «духовых» полей (см. *Фаддеева — Попова духи*), имеющих неправильную связь спина со статистикой. Соответственно этому помимо диаграмм, описывающих распространение и взаимодействие материальных и калибровочных полей, приходится рассматривать диаграммы, в к-рых фигурируют «духовые» поля. Так, в *квантовой хромодинамике* помимо вершин, описывающих взаимодействие материальных полей (кварков) с калибровочными полями (глюонами) и глюонов между собой (рис. 5, *а* и рис. 5, *б*, 5, *в*), приходится вводить вершины, описывающие взаимодействие глюонов с «духами» (рис. 5, *г*).



а *б* *в* *г*

Рис. 5.

Поскольку для физ. процессов ни в начальном, ни в конечном состоянии «духи» присутствовать не могут, то вклад в амплитуду таких процессов дают только диаграммы, в к-рых нет внеш. «духовых» линий. Однако при рассмотрении выражений, не зависящих от поляризации начальных и (или) конечных калибровочных полей, иногда технически более удобно суммировать по всем компонентам этих полей, а не только по физическим. В этом случае вклад нефиз. компонент может быть скомпенсирован вкладом от диаграмм, в к-рых в начальном и (или) конечном состоянии «духи» присутствуют.

Ф. д. широко используются для анализа аналитических свойств амплитуд рассеяния, в частности для исследования их особенностей (сингулярностей). Иногда это позволяет из всей совокупности диаграмм, отвечающих данному процессу, выделить нек-рую подсовокупность, к-рая вносит осн. вклад.

Метод Ф. д. успешно применяется также в *квантовой теории многих частиц*, в частности для описания конденсированных тел и ядерных реакций.

Лит.: Фейнман Р., Теория фундаментальных процессов, пер. с англ., М., 1978; Боголюбов Н. Н., Ширков Д. В., Квантовые поля, 2 изд., М., 1993; Иниксон К., Зюбер Ж.-Б., Квантовая теория поля, пер. с англ., т. 1—2, М., 1984.

Д. А. Славнов.

Правила Фейнмана в квантовой теории поля — правила соответствия между вкладами определ. порядка теории возмущений в матричные элементы *матрицы рассеяния* и Ф. д. Регулярный вывод ПФ основан на применении *Вика теоремы* для *хронологических произведений* к хронологическим произведениям полевых операторов, через интегралы от к-рых выражаются вклады в матрицу рассеяния. В ПФ центр. роль играют пропагаторы квантовых полей, равные их хронологическим спариваниям, т. е. вакуумным ожиданиям от парных хронологических произведений:

$$\overbrace{u_a(x)u_b(y)} = \langle Tu_a(x)u_b(y)\rangle_0, \qquad (1)$$

к-рые также равны причинным ф-циям Грина этих полей:

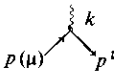
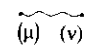
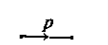
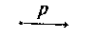
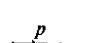
$$\overbrace{u_a(x)u_b(y)} = i\delta_{ab}\Delta_a^c(x-y). \qquad (2)$$

Наряду с пропагаторами $i\Delta(x-y)$, к-рым в Ф. д. соответствуют линии, соединяющие точки x и y, и к-рые полностью характеризуют взаимодействующие поля, ПФ включают элементы, описывающие механизм взаимодействия и отражающие структуру лагранжиана взаимодействия рассматриваемой квантовополевой модели.

Существуют две разновидности ПФ: правила в координатном представлении, на основе к-рых можно сопоставить диаграммы вкладам в S-матрицу, выраженным через операторные полевые ф-ции; более полезными оказываются ПФ в импульсном представлении, к-рые служат непосредственно для построения матричных элементов переходов между физ. состояниями, характеризуемыми наряду с прочими квантовыми числами значениями 4-импульсов частиц. В дальнейшем термином «ПФ» будем называть именно правила Фейнмана в импульсном представлении.

В этом представлении вместо выражений (1), (2) используют их фурье-образы $\Delta_a(p)$, к-рым на Ф. д. соответствуют внутр. линии, по к-рым как бы движутся частицы с импульсом p. Места встречи линий — вершины — описывают взаимодействия частиц. Поэтому, согласно ПФ, вершинам отвечают множители в матричных элемен-

Правила Фейнмана для квантовой электродинамики

	Элемент диаграммы		Фактор в матричном элементе
	название	изображение	
(1)	Вершина		$(2\pi)^4 ie\gamma^\mu\delta^4(p+k-p')$
(2)	Внутренняя фотонная линия		$\frac{1}{(2\pi)^4 i}\frac{g_{\mu\nu}}{(-k^2)}$
(3)	Внутрення электрон-позитронная линия		$\frac{1}{(2\pi)^4 i}\frac{m+\hat{p}}{m^2-p^2};\ \hat{p}=\gamma^\mu p_\mu$
(4)	Внешняя фотонная линия		$\frac{(e^\alpha(k))_\mu}{(2\pi)^{3/2}\sqrt{2k_0}}$
(5)	Внешняя выходящая электронная линия		$(2\pi)^{-3/2}\bar{v}_\sigma(p)$
(6)	Внешняя входящая электронная линия		$(2\pi)^{-3/2}\bar{v}_\rho(p)$

тах, передающие структуру лагранжианов взаимодействия. В качестве иллюстрации в табл. приведены правила соответствия для квантовой электродинамики в диагональной (иначе фейнмановской) калибровке эл.-магн. поля.

Полный набор ПФ состоит из правил соответствия, приведённых в табл., и следующих общих правил:
(7) для построения вклада n-го порядка по e в матричный элемент заданного процесса следует нарисовать все диаграммы, содержащие ровно n вершин, соединяющие их внутр. линии и заданный набор внеш. линий, определяемый суммарно начальным и конечным состоянием рассматриваемого процесса. При этом следует иметь в виду, что направления, указанные стрелками на электронных линиях, отвечают движению позитрона против направления стрелок;
(8) каждой из этих диаграмм по правилам соответствия из табл. путём перемножения факторов из правой колонки, упорядоченных по движению вдоль электронных линий, ставится в соответствие выражение, к-рое затем должно быть проинтегрировано по 4-импульсам и просуммировано по всем индексам всех внутр. линий;
(9) если в диаграмме имеется l замкнутых электронных петель, то всё выражение должно быть умножено на $(-1)^l$;
(10) если в диаграмме имеется топологическая симметрия k-го порядка, т. е. можно переставить k вершин, не изменив топологию диаграммы, то следует добавить множитель $(k!)^{-1}$;
(11) если в начальном или конечном состоянии имеются тождественные бозе-(ферми-) частицы, то следует провести соответствующую (анти)симметризацию.

Выражение, стоящее в строке (1) правил соответствия, отвечает структуре лагранжиана взаимодействия $\mathscr{L}(x)=e\bar{\psi}(x)\gamma^{\mu}\psi(x)A_{\mu}(x)$, за исключением множителя i, к-рый учитывает тот факт, что вклад n-го порядка в S-матрицу содержит множитель i^n:

$$S_n\sim\frac{i^n}{n!}\int T\{\mathscr{L}(x_1)\ldots\mathscr{L}(x_n)\}dx_1\ldots dx_n.$$

Две следующие строчки содержат пропагаторы полей, а затем в правилах соответствия фигурируют вектор поляризации фотона $e^{\alpha}(\boldsymbol{k})$ и неквантованные дираковские спиноры $\bar{v}(\boldsymbol{p})$, $v(\boldsymbol{p})$, являющиеся решениями свободного *Дирака уравнения* и отвечающие электронам (и/или позитронам) в начальном и конечном состояниях.



Рис. 6.

Пользуясь приведёнными ПФ, получим матричный элемент процесса $e^-+e^-\to e^-+e^-$ (т. е. *мёллеровского рассеяния* электронов) в низшем, втором по e, порядке теории возмущений. Единств. диаграммой оказывается диаграмма, приведённая на рис. 6. Используя введённые на этом рисунке импульсные обозначения, положим, что импульсы электронов в нач. состоянии равны p_1 и p_2, а электроны конечного состояния обладают импульсами $-q_1$, $-q_2$ (при этом, разумеется, $q_1^0<0$, $q_2^0<0$). Используя правила (1), (2), (5), (6) и (8), находим:

$$M(p_1,p_2,-q_1,-q_2)=\frac{e^2}{i(2\pi)^2}\delta(p_1+p_2+q_1+q_2)\times$$

$$\times\frac{g_{\mu\nu}}{(p_1+q_1)^2}\bar{v}_{\sigma}(-q_1)\gamma^{\mu}v_{\rho}(p_1)\bar{v}_{\varkappa}(-q_2)\gamma^{\nu}v_{\lambda}(p_2).$$

Согласно правилу (11), это выражение следует ещё антисимметризовать по электронам начального и конечного состояний.

Из релятивистской квантовой теории поля метод Ф. д. и ПФ непосредственно переносится в квантовую статистику при нулевой темп-ре и без труда формулируется для теории возмущений при конечной темп-ре.

Лит.: Feynman R. P., Space-time approach to quantum electrocity, «Phys. Rev.», 1949, v. 76, p. 769; Фейнман Р., Квантовая электродинамика, пер. с англ., М., 1964; Биленький С. М., Введение в диаграммную технику Фейнмана, М., 1971; Боголюбов Н. Н., Ширков Д. В., Квантовые поля, 2 изд., М., 1993.

Д. В. Ширков.

ФЕЙНМАНА ПРЕДСТАВЛЕ́НИЕ квантовой механики — форма записи амплитуды перехода квантовой системы, или ф-ции распространения (*пропагатора*), предложенная Р. Фейнманом (R. Feynman) в 1948.

В простейшем одномерном случае, когда координата q нерелятивистской частицы принимает в моменты времени t_1 и t_2 значения Q_1 и Q_2 соответственно, амплитуда перехода $1\to2$ $K_{21}=K(Q_2,t_2|Q_1,t_1)$ определяется как матричный элемент оператора эволюции:

$$K_{21}=\langle Q_2|\exp\left\{-\frac{i}{\hbar}\hat{H}(t_2-t_1)\right\}|Q_1\rangle,$$

где $\hat{H}$ — гамильтониан. Для свободной частицы массы m $\hat{H}=\hat{H}_0=-(\hbar^2/2m)\partial_q^2$ и амплитуда K_{21}^0 может быть получена из *Шрёдингера уравнения*

$$i\hbar\partial_t K_{21}^0=-\frac{\hbar^2}{2m}\partial_q^2K_{21}^0$$

с дельтаобразным нач. условием: $K_{21}^0(t_2=t_1)=\delta(Q_2-Q_1)$, откуда

$$K_{21}^0=\left(\frac{m}{2\pi\hbar t}\right)^{1/2}\exp\left(\frac{imq^2}{2\hbar t}\right),\ t=t_2-t_1,\ q=Q_2-Q_1.$$

Фейнман получил выражение для амплитуды перехода несвободной частицы, когда $\hat{H}=\hat{H}_0+\hat{V}(q)$, в виде континуального (функционального) интеграла, к-рый получается как предельная амплитуда при разбиении отрезка времени $[t_1,t_2]$ на n частей длительностью $\Delta t_j=\Delta t=t/n$, если $n\to\infty$. В этом случае

$$K_{21}=\lim_{n\to\infty}\int dq_{n-1}\ldots dq_1\exp\left(-\frac{it}{n\hbar}\sum_{k=1}^{n}V(q_k)\right)\times$$

$$\times\prod_{j=1}^{n}K_{21}^0(q_j|q_{j-1}),$$

где $q_j=q(t_1+tj/n)$, $j=1,2,\ldots,n$. Если ввести условную меру интегрирования

$$Dq=\prod_j dq_j\left(\frac{m}{2\pi\hbar\Delta t_j}\right)^{1/2},$$

то пропагатор приводится к интегралу по траекториям $q(t)$, соединяющим точки Q_1, Q_2:

$$K_{21}=\int\limits_{\{q(t)\}}^{(Q_2,t_2)}Dq\exp\left\{\frac{i}{\hbar}\int\limits_{(Q_1,t_1)}dt\left(m\dot{q}^2/2-V(q)\right)\right\},$$

к-рый наз. фейнмановским интегралом по траекториям (путям) или интегралом по мере Фейнмана

$$D_Fq\equiv Dqe^{iS/\hbar},$$

где $S[q(t)]$ — классич. действие частицы, рассматриваемое как функционал от траектории $q(t)$.

Лит.: Фейнман Р., Хибс А., Квантовая механика и интегралы по траекториям, пер. с англ., М., 1968.

Ю. П. Рыбаков.

ФЕ́МТО... (от дат. femten — пятнадцать) — приставка к наименованию единицы физ. величины для образования наименования *дольной единицы*, составляющей 10^{-15} от исходной. Обозначения: ф, *f*. Пример: 1 фс (фемтосекунда) $=10^{-15}$ с.

ФЕМТОСЕКУ́НДНАЯ СПЕКТРОСКОПИ́Я — совокупность методов исследования вещества с помощью световых импульсов фемтосекундной (10^{-15}—10^{-12} с) длительности. Ф. с. сочетает возможности диагностики вещества методами обычной оптич. спектроскопии (в т. ч. *лазерной спектроскопии*) с использованием сверхкоротких импульсов (СКИ).

Ф. с. является развитием спектроскопии с пикосекундным (10^{-12}—10^{-9} с) разрешением (пикосекундной спектроскопии) и основана на созданных в 70—80-х гг. лазерах, генерирующих импульсы света фемтосекундной длительности. В фемто- и пикосекундной спектроскопии оптич. импульс (или пара импульсов) создаёт неравновесное состояние в исследуемом образце, а затем в разл. моменты

времени измеряются спектральные характеристики, несущие информацию о ходе релаксации вещества в первонач. состояние или фотопревращениях в нём.

Получение СКИ пико- и фемтосекундной длительности позволило перейти к изучению динамич. картины быстропротекающих процессов, имеющих важное значение практически для всех областей знания. К таким процессам относятся релаксация колебат. и электронного возбуждений, внутр. движение молекул, элементарные стадии хим. реакций, релаксация фотовозбуждённых электронов в полупроводниках, первичные стадии преобразования света в фотосинтезирующих и зрительных пигментах и др. [1, 2]. Исследования этих временных явлений — активно развивающаяся область науки, имеющая междисциплинарный характер.

Генерация сверхкоротких импульсов. Для генерации СКИ в лазерах используют процесс синхронизации продольных мод резонатора лазера. Для синхронизации мод применяются пассивные и активные методы связывания фаз продольных мод лазера. При одинаковой фазе, навязанной всем продольным модам лазера, синфазное сложение амплитуд электрич. полей приводит к генерации СКИ, длительность к-рых ограничена шириной спектра генерации. В неодимовых лазерах, к-рые обычно используют в Ф. с., достигается генерация СКИ длительностью 10^{-11}—10^{-12} с при помещении в оптич. резонатор лазера насыщающихся органич. красителей — для пассивной синхронизации мод, а также акустооптич. и эл.-оптич. *модуляторов света* — для активной синхронизации мод. В методе активной синхронизации мод сфазирование отдельных продольных мод осуществляется с помощью помещаемого внутрь резонатора модулятора для управления потерями резонатора внеш. периодич. сигналом с частотой, равной или кратной частотному интервалу между продольными модами резонатора лазера [3].

Для образования импульсов фемтосекундной длительности необходима синфазная генерация большого числа продольных мод лазера, что обеспечивают молекулы органич. красителей с шириной полосы усиления более $3\cdot10^{13}$ $с^{-1}$ и высоким *квантовым выходом*. Для получения перестраиваемых по частоте импульсов длительностью 10^{-12}—10^{-13} с используются лазеры на красителях с синхронной накачкой излучением др. пикосекундного лазера. В этом случае синхронизация мод лазера осуществляется путём модуляции усиления. Если оптич. длина резонатора лазера на красителе совпадает с длиной резонатора лазера накачки, то каждый импульс накачки будет попадать в активную среду одновременно с импульсом лазера на красителе, обошедшим резонатор, и приводить к наибольшему усилению максимума импульса. В результате многократных проходов по резонатору происходит значит. рост максимума, приводящий к уменьшению длительности импульса света, генерируемого лазером на красителе. Использование метода синхронной накачки позволяет получать импульсы в 10^2—10^3 раз более короткие, чем длительность импульсов лазера накачки.

Одним из наиб. эффективных лазерных устройств для генерации импульсов короче 100 фс является лазер на красителе со сталкивающимися импульсами [3]. В этой схеме применяется столкновение встречных СКИ в нелинейном быстрорелаксирующем поглотителе, к-рый обеспечивает взаимное сжатие импульсов за счёт совместного просветления поглотителя. Длительность импульсов, к-рые могут генерироваться в таком лазере, составляет 20—30 фс, при условии компенсации дисперсии групповой скорости (такая дисперсия определяется наличием в резонаторе зеркал, активной среды и насыщающегося поглотителя и приводит к уширению импульса) путём помещения в резонатор пары призм, к-рая при определённой их установке может давать отрицат. дисперсию.

Метод компрессии. Генерация оптич. импульсов предельно короткой длительности этим методом осуществляется в два этапа [4]. На первой стадии на импульс накладывается т. н. чирп — сдвиг частоты, изменяющийся вдоль временно́го профиля импульса. Чирп возникает, когда интенсивный оптич. импульс проходит через нелинейную среду, показатель преломления к-рой n изменяется под действием электрич. поля E световой волны вследствие оптич. *Керра эффекта*:

$$n=n_0+n_2\langle E^2\rangle$$

(n_0 — показатель преломления среды без учёта нелинейности её взаимодействия с излучением, n_2 — нелинейная добавка к показателю преломления среды). Под действием поля E фаза φ оптич. импульса света частоты ω изменяется, и при прохождении светом расстояния z это изменение

$$\delta\varphi\approx n_2\langle E^2\rangle\frac{\omega z}{c}.$$

При быстром возрастании интенсивности импульса на его переднем фронте фаза изменяется во времени. Т. к. фаза связана с частотой, то происходит со временем изменяющийся сдвиг частоты, к-рый накладывается на несущую (основную) частоту импульса. Когда интенсивность импульса падает, сдвиг частоты направлен в противоположную сторону. Изменение частоты $\delta\omega$ приближённо определяют выражением

$$\delta\omega\approx\frac{\omega z n_2}{c}\frac{d\langle E^2(t)\rangle}{dt}.$$

Для реализации чирпа идеально подходят волоконные световоды, в них сохраняется профиль пучка, а нелинейность достаточно высока для достижения чирпа без оптич. пробоя материала. При распространении импульса по световоду его спектр уширяется на величину, гораздо большую обратной величины его первонач. длительности.

Второй этап компрессии — сжатие импульса, на к-рый наложен чирп. На этой стадии импульс проходит через дисперсионную линию задержки, состоящую из пары установленных параллельно друг другу дифракционных решёток. При этом излучению каждой частоты соответствуют определ. угол дифракции и своя *оптическая длина пути* — она увеличивается с уменьшением ω. Подбором угла падения пучка на решёточную пару можно добиться условий, при к-рых в одном из дифракционных максимумов оптич. задержка переднего фронта импульса (с меньшей частотой) будет больше, чем задержка его заднего фронта (с большей за счёт чирпа частотой); в результате импульс на выходе решёточной пары будет скомпенсирован во времени. С помощью компрессии получены оптич. импульсы короче 10 фс; достигнутая мин. длительность 6 фс (1987) близка к фундам. пределу (2—3 фс), соответствующему одному световому периоду.

Методы измерения длительности импульсов. Для измерения фемтосекундной длительности импульсов используют корреляц. методы, хорошо развитые ранее в радиотехнике. Для измерения автокорреляц. ф-ции $G(\tau)$ сигнала $I(t)$ его задерживают, в нелинейном устройстве перемножают и далее интегрируют. Широко распространена схема нелинейно-оптич. коррелятора [1], где в качестве блока задержки применяется призма полного внутр. отражения, устанавливаемая на перемещаемом столе. Перемножение оптич. сигнала происходит в нелинейном кристалле, ориентированном для неколлинеарной генерации второй гармоники (см. *Фазовый синхронизм*). При этом интегрирующий сигнал фотоприёмника измеряет автокорреляц. ф-цию интенсивности второго порядка:

$$G(\tau)=\int_{-\infty}^{\infty} I(t)I(t+\tau)dt.$$

Наиб. распространение в Ф. с. получила дифференциальная адсорбционная спектроскопия, использующая два последовательно поступающих импульса. Первый из них — возбуждающий — инициирует изменения в образце, а второй — зондирующий — применяется для определения изменений, возникающих в спектрах поглощения (см. *Активная лазерная спектроскопия*).

Для измерения временно́й зависимости изменений поглощения света образцом время задержки τ между импуль-

сами возбуждения и зондирования варьируется. При этом используется возможность точного контроля τ по оптич. пути светового импульса, напр. изменение τ на 10 фс соответствует варьированию оптич. пути на $c\tau = 3$ мкм.

Регистрация спектральных характеристик осуществляется с помощью зондирования изучаемого объекта СКИ с широким спектром. Для получения такого широкополосного импульса — «континуума» со спектром, охватывающим всю видимую часть спектра,— интенсивный фемтосекундный импульс направляют в струю жидкости. При применении зондирующего импульса предельно короткой ($\sim 10^{-14}$ с) длительности регистрация спектральных изменений может производиться путём измерения самого импульса, к-рый имеет значит. ширину в соответствии с соотношением неопределённости.

К Ф. с. относится также люминесцентная спектроскопия с временны́м разрешением, в к-рой измеряются длительность свечения и спектры изучаемого объекта. В методах обычной люминесцентной спектроскопии в качестве детекторов используют скоростные фотоприёмники и электронно-оптич. преобразователи, к-рые не обеспечивают фемтосекундного временно́го разрешения. В люминесцентной спектроскопии, применяющей методы Ф. с., «временны́е ворота» для измерения сигнала создаёт непосредственно сам импульс, чем и достигается фемтосекундное временно́е разрешение. Для образования «временны́х ворот» возбуждаемая фемтосекундным импульсом люминесценция может направляться на нелинейный кристалл, где она смешивается с фемтосекундным лазерным импульсом. Такая схема обеспечивает временно́е разрешение порядка длительности импульса, т. е. сигнал на суммарной частоте образуется только во время нахождения этого импульса в кристалле. Временна́я эволюция свечения на фиксированной длине волны измеряется путём установки нелинейного кристалла под соответствующим углом синхронизма и регистрации сигнала на суммарной частоте при варьировании оптич. задержки направляемого на кристалл лазерного импульса.

Для измерения спектра свечения образца в течение «временны́х ворот» нелинейный кристалл вращается, при этом условие синхронизма для генерации суммарной частоты выполняется для различных λ свечения изучаемого объекта.

Эксперим. схемы, использующие генерацию суммарной частоты, применяются и для получения ИК-спектров поглощения в разл. моменты времени. В этом случае образец возбуждается СКИ, а непрерывное ИК-излучение используется для зондирования. При возбуждении образца изменяются колебат. состояния составляющих его частиц и зондирующее непрерывное ИК-излучение модулируется этими изменениями. Промодулированное ИК-излучение направляется на нелинейный кристалл, где смешивается с лазерным импульсом. Измерение сигнала производится на суммарной частоте, т. е. в видимой части спектра, а измерение времени задержки позволяет регистрировать эволюцию ИК-поглощения.

Принципиально новый метод — т. н. метод «импульсивной» спектроскопии комбинационного рассеяния (ИСКР) — основан на использовании СКИ длительностью $\tau \approx 10$ фс, т. е. менее одного периода молекулярного колебания, $T = 2\pi/\Omega$ с частотой Ω. Два возбуждающих импульса с одинаковой частотой ω и разл. волновыми векторами, перекрываясь во времени и в пространстве, образуют когерентную стоячую волну колебат. возбуждения в изучаемой среде. Принципиально важно применять такие короткие СКИ, чтобы их спектральная ширина превышала Ω. При этом становится возможным когерентное рассеяние фотонов на молекулярных колебаниях с частотой Ω в фотоны более низкой частоты (но находящиеся в пределах спектральной ширины импульса) с образованием в среде когерентной стоячей волны колебат. возбуждения. Третий, зондирующий, СКИ направляется в среду, где происходит его дифракция на стоячей волне колебат. возбуждения, представляющей собой дифракц. решётку. Зависимость интенсивности дифрагированного сигнала от времени задержки между возбуждающими и зондирующим импульсами является источником информации о колебат. возбуждении среды и происходящих движениях молекул. Эксперим. измерения, выполненные с предельно высоким временны́м разрешением в простых жидкостях, показали возможность регистрации колебат. движений её частиц. В ИСКР интенсивность дифрагированного сигнала определяется ф-цией

$$G(\tau) \sim \exp(-\gamma\tau)\sin\Omega\tau,$$

где γ — скорость дефазировки стоячей волны колебат. возбуждения. Т. к. в ИСКР используют столь короткие импульсы, что их спектральная ширина превышает частоту молекулярного колебания Ω, становится возможным когерентное рассеяние фотонов более высокой частоты на молекулярных колебаниях в фотоны более низкой частоты, с образованием в среде когерентной волны колебат. возбуждения.

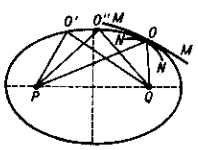
В методике спектроскопии комбинационного рассеяния (КР) с временны́м разрешением применяется двухимпульсная схема, в к-рой первый — возбуждающий — импульс создаёт изменения в изучаемом объекте, а второй — зондирующий — используется для измерения спектров КР. Спектроскопия КР — один из наиболее информативных методов оптич. спектроскопии, поэтому применяется для изучения сложных многоатомных молекул, динамики изменения их структуры и хода фотохим. реакций. Т. к. сечение КР даже в резонансном случае мало, в спектроскопии КР с временны́м разрешением особенно эффективно использование для зондирования методов нелинейной лазерной спектроскопии, в первую очередь методик когерентного антистоксова и стоксова рассеяния света [2].

Лит.: 1) Сверхкороткие световые импульсы, под ред. С. Шапиро, пер. с англ., М., 1981; 2) Спектроскопия с временным разрешением, под ред. Р. Кларка, Р. Хестера, пер. с англ., М., 1990; 3) Херман Й., Вильгельми Б., Лазеры сверхкоротких световых импульсов, пер. с нем., М., 1986; 4) Ахманов С. А., Выслоух В. А., Чиркин А. С., Оптика фемтосекундных лазерных импульсов, М., 1988. *В. Ф. Камалов.*

ФЕРМА́ ПРИ́НЦИП — осн. принцип *геометрической оптики*, утверждающий в простейшей форме, что луч света всегда распространяется в пространстве между двумя точками по тому пути, вдоль к-рого время его прохождения меньше, чем вдоль любого из др. путей, соединяющих эти точки. Время прохождения светом расстояния l в среде с показателем преломления n пропорционально оптич. длине пути S. Для однородной среды $S = nl$, а для неоднородной $S = \int_l ndl$. Т. о., в этой форме Ф. п. есть принцип наименьшей оптич. длины пути. В первонач. формулировке, данной П. Ферма (P. Fermat, ок. 1660), принцип имел смысл наиболее общего закона распространения света, из к-рого следовали все (к тому времени уже известные) законы геом. оптики. Для однородной среды Ф. п. приводит к закону прямолинейности светового луча (в соответствии с положением о том, что прямая есть линия, вдоль к-рой расстояние между двумя точками наименьшее), а для случая падения луча на границу раздела между средами с разными n из Ф. п. можно получить законы зеркального *отражения света* и *преломления света*.

В более строгой формулировке Ф. п. представляет собой т. н. вариационный принцип, утверждающий, что реальный луч света распространяется от одной точки к другой по линии, вдоль к-рой время его прохождения экстремально или одинаково по сравнению с временами прохождения вдоль всех др. линий, соединяющих данные точки. Это означает, что оптич. длина пути луча может быть не только минимальной, но и максимальной либо равной всем остальным возможным путям между двумя точками. Условие экстремальности оптич. длины пути сводится к требованию, чтобы была равна нулю вариация от интеграла $\delta\int_A^B ndl = 0$, где A и B — точки, между к-рыми распространяется свет. Примеры мин. пути — упомянутые распространение света в однородной среде и про-

хождение им границы раздела двух сред с разными n. Все три случая (минимальности, максимальности и стационарности пути) можно проиллюстрировать, рассматривая отражение луча света от вогнутого зеркала (рис.). Если зеркало имеет форму эллипсоида вращения, а свет распространяется от одного его фокуса P к другому Q (причём путь без отражения невозможен), то оптич. длина пути луча $PO'+O'Q$ по свойствам эллипсоида равна всем остальным возможным, напр. $PO''+O''Q$; если на пути между теми же точками свет отражается от зеркала меньшей, чем у эллипсоида, кривизны (MM), реализуется мин. путь, если же большей (зеркало NN) — максимальный.



В *волновой оптике* Ф. п. представляет собой предельный случай *Гюйгенса — Френеля принципа* и применим, если можно пренебречь *дифракцией света* (когда длина световой волны мала по сравнению с наименьшими характерными для задачи размерами): рассматривая лучи как нормали к волновым поверхностям, легко показать, что при всяком распространении света оптич. длины будут иметь экстремальные значения. Во всех случаях, когда необходимо учитывать дифракцию, Ф. п. (как и геом. оптика вообще) неприменим.

Лит.: Fermat P., Oeuvres, [v. 1—5], P., 1891—1922; Крауфорд Ф., Волны, пер. с англ., 3 изд., М., 1984; см. также лит. при ст. *Геометрическая оптика.*

А. П. Гагарин.

ФЕ́РМИ — внесистемная единица длины, равная 10^{-15} м. Названа в честь Э. Ферми (E. Fermi). Применяется в физике элементарных частиц и ядерной физике. Иногда сокращённо обозначают Ф или Фм.

ФЕ́РМИ-ГАЗ — газ из частиц с полуцелым (в единицах $\hbar$) спином, подчиняющихся квантовой *Ферми — Дирака статистике*. Ф.-г. из невзаимодействующих частиц наз. идеальным, а в отсутствие внеш. полей — свободным. К Ф.-г. относятся: электроны в металлах и полупроводниках, газы из атомов с нечётным числом нуклонов (напр., ^{3}He); электроны в атомах с большими атомными номерами, изучаемые в *Томаса — Ферми теории*; нуклоны в тяжёлых сильно возбуждённых ядрах, описываемые в рамках *статистической модели ядра*; элементарные возбуждения электронов, взаимодействующих с фононами в кристаллич. решётке, и т. д. (см. также *Ферми-жидкость*).

Термодинамич. свойства Ф.-г. определяются большим канонич. распределением Гиббса:

$$w_{i,N}=\exp\left\{\frac{\Omega+\mu N-E_{i,N}}{kT}\right\}, \qquad (1)$$

$$\Omega=-kT\ln\sum_{i,N}\exp\left\{-\frac{E_{i,N}-\mu N}{kT}\right\}, \qquad (2)$$

где $E_{i,N}$ — энергия системы N ферми-частиц в квантовом состоянии i; μ — хим. потенциал; T — темп-ра; V — объём системы; Ω (T, μ, V) — термодинамич. потенциал в переменных T, μ, V, определяющий энтропию $S=-(\partial\Omega/\partial T)_{\mu,V}$ и ср. число частиц $\bar{N}=-(\partial\Omega/\partial\mu)_{T,V}$.

Для идеального квантового газа $E_{i,N}=\varepsilon_i n_i$, где ε_i — энергия частицы в квантовом состоянии i; для Ф.-г. числа заполнения $n_i=1$ или 0 (для Бозе-газа $n_i=0, 1, 2\ldots$), $N=\sum_i n_i$, тогда

$$\Omega=-kT\sum_i\ln\left(1+\exp\frac{\mu-\varepsilon_i}{kT}\right). \qquad (3)$$

Для свободного идеального газа нерелятивистских частиц $\varepsilon=p^2/2m$, и после перехода от суммирования к интегрированию по непрерывному спектру получим

$$\Omega=-pV=-\frac{2}{3}\frac{gVm^{3/2}}{\sqrt{2}\pi^2\hbar^3}\int_0^\infty\frac{\varepsilon^{3/2}d\varepsilon}{\exp\left[(\varepsilon-\mu)/kT\right]+1}=-\frac{2}{3}\bar{E}, \qquad (4)$$

где g — фактор вырождения ($g=2$ для частиц со спином 1/2); $\bar{E}$ — ср. энергия Ф.-г. Ф-ла (4) вместе с выражением для ср. плотности частиц

$$\frac{\bar{N}}{V}=\frac{gm^{3/2}}{\sqrt{2}\pi^2\hbar^3}\int_0^\infty\frac{\sqrt{\varepsilon}\,d\varepsilon}{\exp\left[(\varepsilon-\mu)/kT\right]+1} \qquad (5)$$

определяет ур-ние состояния для идеального Ф.-г. в параметрич. виде как ф-цию от $\exp(-\mu/kT)$ (т. н. активности, см. *Фугитивность*).

При $T=0$ К идеальный Ф.-г. находится в осн. состоянии, его частицы заполняют все квантовые уровни вплоть до зависящей от плотности *ферми-энергии* $\mathscr{E}_F=(6\pi^2/g)^{2/3}\,(\hbar^2/2m)(N/V)^{2/3}$, а все уровни выше $\mathscr{E}_F$ свободны. Энергии Ферми $\mathscr{E}_F$ соответствует предельный, или граничный, *ферми-импульс* p_F, $\mathscr{E}_F=p_F^2/2m$, а также *вырождения температура* $T_0=\mathscr{E}_F/k$, ниже к-рой у. Ф.-г. начинают существенно проявляться квантовые свойства.

В неидеальном Ф.-г., как и в идеальном, граничный импульс Ферми p_F соответствует скачку на *ферми-поверхности* в ф-ции распределения ферми-частиц по импульсам. Импульс p_F разделяет элементарные возбуждения типа электрона вне сферы Ферми и «дырки» внутри её. Величина скачка уменьшается вследствие взаимодействия между частицами, но его положение не меняется. Притяжение может существенно изменить ф-цию распределения элементарных возбуждений благодаря возникновению связанных состояний, напр. коррелированных пар электронов при фазовом переходе металла в сверхпроводящее состояние (см. *Купера эффект*).

Ф.-г. заряж. частиц, напр. электронов, между к-рыми действуют кулоновские силы отталкивания, с возрастанием плотности становится всё более идеальным, т. к. при этом кинетич. энергия растёт быстрее, чем кулоновская.

Спектр элементарных возбуждений для неидеального Ф.-г. (в реальных моделях), в отличие от идеального, обладает конечным затуханием, к-рое стремится к нулю на поверхности Ферми пропорционально $(p-p_F)^2/p_F^2$.

Неидеальные Ф.-г. кроме элементарных возбуждений фермиевского типа могут иметь возбуждения бозевского типа, к-рым соответствуют согласованные, коллективные движения частиц, напр. звуковые или плазменные колебания (см. *Коллективные переменные*).

В качестве примера теории неидеального Ф.-г. рассмотрим явление *сверхпроводимости* на основе *Бардина — Купера — Шриффера модели* (БКШ модели). В сверхпроводнике электроны с противоположно направленными спинами и импульсами вблизи поверхности Ферми испытывают притяжение вследствие квантового обмена фононами. Если величина этого притяжения больше, чем влияние кулоновского отталкивания между электронами (уменьшенного вследствие эффекта экранирования), то возможно образование коррелированных пар электронов с противоположно направленными импульсами и спинами (т. н. куперовских пар), что является причиной перехода металла в сверхпроводящее состояние.

Этот эффект можно учесть, если заменить взаимодействие электронов с фононным полем на прямое взаимодействие между электронами с противоположно направленными импульсами и спинами (модель БКШ) исходя из гамильтониана

$$\mathscr{H}=\mathscr{H}_0+\mathscr{H}_{вз}=\sum_f T_f a_f^+ a_f-\frac{1}{2V}\sum_{ff'}J_{ff'}a_f^+ a_{-f}^+ a_{-f'}a_{f'}, \qquad (6)$$

где $f=(\boldsymbol{k},\sigma)$, $-f=(-\boldsymbol{k},-\sigma)$ (σ — спиновый индекс, принимающий два значения $^1/_2$ и $-^1/_2$; $\boldsymbol{k}$ — импульс электрона); $T_f=(k^2/2m)-\mu$ (μ — хим. потенциал); a_f^+, a_f — операторы, удовлетворяющие фермиевским перестановочным соотношениям. Ф-ции $J_{ff'}$ вещественны и обладают свойством

$$J_{ff'}=J_{f'f}=-J_{-f'f}.$$

Если в качестве нулевого приближения выбрать гамильтониан невзаимодействующих частиц $\mathscr{H}_0$, как это делается в обычной теории возмущений, то оператор взаимодействия $\mathscr{H}_{вз}$ даёт при $V\to\infty$ асимптотически малый вклад (в пределе равный нулю) во всех приближениях *термодинамической теории возмущений*. Это позволяет ещё более

упростить гамильтониан (6), представив его в виде

$$\mathscr{H} = U + \mathscr{H}_0,$$

где

$$U = \frac{1}{2V}\sum_{ff'} J_{ff'}\langle a_f^+ a_{-f}^+\rangle\langle a_{-f'} a_{f'}\rangle,$$

$$\mathscr{H}_0 = \sum_f \{T_f a_f^+ a_f + \frac{1}{2} C_f (a_f^+ a_{-f}^+ + a_{-f} a_f)\},$$

$$C_f = -\frac{1}{V}\sum_{f'} J_{ff'}\langle a_{-f'} a_{f'}\rangle;$$

скобки $\langle ... \rangle$ означают усреднение по большому канонич. распределению Гиббса с гамильтонианом $\mathscr{H}_0$, в к-ром уже содержится взаимодействие между коррелированными парами электронов. Оператор $\mathscr{H}_0$ является квадратичной формой относительно операторов a_f^+, a_f, поэтому его можно привести к диагональному виду посредством *Боголюбова канонических преобразований*:

$$a_f = u_f \alpha_f + v_f \alpha_{-f}^+,$$

где u_f, v_f — действительные ф-ции, связь между к-рыми следует из перестановочных соотношений. Тогда получим

$$\mathscr{H}_0 = \sum_f \{T_f v_f^2 + C_f v_f u_f\} + \sum_f \sqrt{T_f^2 + C_f^2}\,\alpha_f^+ \alpha_f.$$

Ф-ция C_f определяет энергетич. щель в спектре элементарных возбуждений и удовлетворяет интегральному ур-нию

$$C_f = \frac{1}{2V}\sum_{f'} J_{ff'} \operatorname{th}\left(\frac{\sqrt{T_{f'}^2 + C_{f'}^2}}{2T}\right)\frac{C_{f'}}{\sqrt{T_{f'}^2 + C_{f'}^2}}, \qquad (7)$$

где T — темп-ра в энергетич. единицах. Зависимость от спинов можно исключить, положив $C_f = C_k(-1)^{\sigma-1/2}$. Это ур-ние имеет нетривиальное решение $C_f \neq 0$ при темп-рах ниже критической, при к-рой происходит фазовый переход металла в сверхпроводящее состояние. Нормальному состоянию соответствует тривиальное решение $C_f = 0$. При темп-ре ниже критической устойчиво сверхпроводящее состояние, а при темп-ре выше критической — нормальное состояние.

Элементарные возбуждения сверхпроводящего состояния образуют идеальный Ф.-г. со спектром

$$E_f = \sqrt{T_f^2 + C_f^2} \qquad (8)$$

и с ф-цией распределения

$$v_f = \langle \alpha_f^+ \alpha_f\rangle = \left\{1 + \exp\frac{\sqrt{T_f^2 + C_f^2}}{2T}\right\}^{-1}.$$

Интегральное ур-ние (7) можно упростить, положив его ядро постоянным и равным I в слое шириной $2\hbar\omega_D$ (ω_D порядка дебаевской частоты колебаний решётки) и равным нулю вне этого слоя. Тогда энергетич. спектр (8) при темп-ре ниже критической, когда $C_f \neq 0$, имеет щель на поверхности Ферми, равную

$$C = \hbar\omega e^{-1/\rho},$$

где $\rho = I(dn/dE)_0$ — безразмерная константа взаимодействия; $(dn/dE)_0$ — плотность состояний электронов на поверхности Ферми. При темп-ре выше критической $C_f = 0$ и спектр соответствует идеальному Ф.-г.

Осн. методом исследования квантовых ферми- и бозе-газов служит метод *Грина функций*.

Лит.: Зубарев Д. Н., Двухвременные функции Грина в статистической физике, «УФН», 1960, т. 71, с. 71; Абрикосов А. А., Горьков Л. П., Дзялошинский И. Е., Методы квантовой теории поля в статистической физике, М., 1962; Таулес Д., Квантовая механика систем многих частиц, 2 изд., пер. с англ., М., 1975; Марч Н., Янг У., Сампантхар С., Проблема многих тел в квантовой механике, пер. с англ., М., 1969; Реймс С., Теория многоэлектронных систем, пер. с англ., М., 1976; Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П., Статистическая физика, ч. 2. Теория конденсированного состояния, М., 1978; Боголюбов Н. Н., Избранные труды по статистической физике, М., 1979, с. 132, 337; Mahan G. D., Many-Particle physics, N. Y.—L., 1981. *Д. Н. Зубарев.*

ФЕ́РМИ — ДИРА́КА РАСПРЕДЕЛЕ́НИЕ (ферми-распределение) — ф-ция распределения по уровням энергии тождественных частиц с полуцелым спином при условии, что взаимодействием частиц между собой можно пренебречь. Ф.—Д. р.— ф-ция распределения идеального квантового газа (*ферми-газа*), подчиняющегося *Ферми — Дирака статистике*. Ф.—Д. р. соответствует максимуму *статистического веса* (или энтропии) с учётом неразличимости тождественных частиц (см. *Тождественности принцип*) и требований статистики Ферми — Дирака. *Д. Н. Зубарев.*

ФЕ́РМИ — ДИРА́КА СТАТИ́СТИКА (ферми-статистика) — квантовая статистика, применяемая к системам тождественных частиц с полуцелым (в единицах $\hbar$) спином. Такие частицы наз. ферми-частицами или *фермионами*. К ним относятся, напр., электроны, нуклоны, ядра с нечётным числом нуклонов. Ф.— Д. с. предложена Э. Ферми (E. Fermi) в 1926. В том же году П. Дирак (P. Dirac) выяснил её квантовомеханич. смысл: волновая ф-ция, описывающая систему из ферми-частиц, антисимметрична относительно перестановок координат и импульсов любой пары частиц. В. Паули (W. Pauli) в 1940 доказал (*Паули теорема*), что тип статистики однозначно связан со спином частиц. В отличие от частиц с полуцелым спином, частицы с целым спином подчиняются *Бозе — Эйнштейна статистике*. Согласно Ф.— Д. с., в каждом квантовом состоянии может находиться не более одной частицы.

Для идеального газа фермионов (*ферми-газа*) в случае статистич. равновесия ср. число $\bar{n}_i$ частиц в состоянии i определяется распределением Ферми—Дирака (распределением Ферми):

$$\bar{n}_i = \left\{\exp\left[(\mathscr{E}_i - \mu)/kT\right] + 1\right\}^{-1}, \qquad (1)$$

где $\mathscr{E}_i$ — энергия частицы в состоянии i (для нерелятивистской частицы с импульсом p и массой m равная $p^2/2m$); μ — *химический потенциал*, определяемый из условия равенства суммы всех $\bar{n}_i$ полному числу частиц в системе. При $\exp(-\mu/kT) \gg 1$ Ф.— Д. с. переходит в *Больцмана статистику*.

Распределение Ферми — Дирака получается при рассмотрении статистически равновесного состояния идеального ферми-газа как наиб. вероятного состояния, при учёте неразличимости частиц и принципа Паули. Пусть уровни энергии одночастичных состояний сгруппированы по малым ячейкам, содержащим G_i уровней, причём в каждой ячейке можно разместить N_i частиц. Вследствие принципа Паули на каждом уровне может находиться не более одной частицы ($N_i \leqslant G_i$). Частицы считаются тождественными, поэтому их перестановки не меняют состояния. Статистич. вес такого состояния W равен числу разл. распределений частиц по ячейкам:

$$W = \prod_i \frac{G_i}{N_i!(G_i - N_i)!}.$$

Энтропия идеального газа, подчиняющегося Ф.— Д. с., равна

$$S = k\ln W = -k\sum_i G_i\left[\bar{n}_i \ln \bar{n}_i + (1-\bar{n}_i)\ln(1-\bar{n}_i)\right],$$

где $\bar{n}_i = N_i/G_i$ — ср. число частиц на уровне i.

Наиб. вероятное состояние идеального ферми-газа можно найти из условия максимума статистич. веса (или энтропии) при заданном полном числе частиц $N = \sum_i N_i$ и энергии $\mathscr{E} = \sum_i \mathscr{E}_i N_i$, при этом оказывается, что $\bar{n}_i$ определяется распределением Ферми — Дирака (1). Ф-ла (1) следует также из *Гиббса распределения* для идеального ферми-газа с уровнями энергии $\mathscr{E}_n = \sum \mathscr{E}_i n_i$, где n_i, согласно Ф.— Д. с., может принимать лишь два значения: 0 и 1.

Важное следствие Ф.— Д. с.— явление квантового вырождения ферми-газа (см. *Вырожденный газ*) при темп-ре $T \sim \mathscr{E}_F/k$ ($\mathscr{E}_F$ — ферми-энергия), однако в отличие от бозе-

газа это явление не связано с фазовым переходом. Особенно существенна Ф.—Д. с. для понимания свойств металлов и *вырожденных полупроводников*, в теории сверхпроводимости и сверхтекучести ^{3}He.

Ф.—Д. с. для системы взаимодействующих частиц основана на методе Гиббса для квантовых систем. Она может быть реализована, если известны квантовые уровни $\mathscr{E}_n$ системы и удаётся вычислить *статистическую сумму* Z, напр. для *большого канонического распределения Гиббса*

$$Z=\sum_{n,N}\exp\left[-(\mathscr{E}_n-\mu N)/kT\right],$$

где суммирование ведётся по всем квантовым уровням n, допустимым Ф.—Д. с., и по полному числу частиц N. Эта задача не сводится к простой комбинаторике и очень сложна, если взаимодействие между частицами не мало.

Задачу вычисления Z можно упростить, если представить Z в инвариантной форме, не зависящей от представления *статистического оператора*:

$$Z=\mathrm{Sp}\left\{\exp\left[-(H-\mu N)/kT\right]\right\},$$

где Sp обозначает сумму диагональных матричных элементов статистич. оператора; H — гамильтониан в представлении *вторичного квантования*, выраженный через a_i^+, a_i^- — операторы рождения и уничтожения частиц в состоянии $\varphi_i(x)$ одночастичного гамильтониана (без учёта взаимодействия между частицами). Операторы рождения и уничтожения удовлетворяют перестановочным соотношениям Ф.—Д. с.:

$$a_i^+a_j^+-a_j^+a_i^+=a_i^-a_j^-+a_j^-a_i^-=0,$$
$$a_i^-a_j^++a_j^+a_i^-=\delta_{ij},$$

где δ_{ij} — *Кронекера символ*. Гамильтониан H может быть записан в более компактной форме через операторы вторичного квантования

$$\Psi^+(x)=\sum_i\varphi_i^*(x)a_i^+,\quad \Psi(x)=\sum_i\varphi_i(x)a_i^-,$$

удовлетворяющие перестановочным соотношениям:

$$\Psi^+(x)\Psi^+(x')+\Psi^+(x')\Psi^+(x)=\Psi(x)\Psi(x')+\Psi(x')\Psi(x)=0,$$
$$\Psi(x)\Psi^+(x')+\Psi^+(x')\Psi(x)=\delta(x-x'),$$

где $\delta(x-x')$ — *дельта-функция* Дирака, * — обозначает комплексное сопряжение. Тогда требования Ф.—Д. с. оказываются выполнены и в статистич. сумме будут учитываться лишь антисимметричные состояния.

Представление вторичного квантования для H даёт наиб. компактную и удобную форму для приложений Ф.—Д. с., в частности в теории конденсированных сред. Аналогичное представление имеет место и для статистики Бозе—Эйнштейна, причём антикоммутаторы следует заменить на коммутаторы.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Статистическая физика, ч. 1, 3 изд., М., 1976, § 54; Румер Ю. Б., Рывкин М. Ш., Термодинамика, статистическая физика и кинетика, 2 изд., М., 1977, гл. 3.

Д. Н. Зубарев.

ФЕ́РМИ-ЖИ́ДКОСТЬ — квантовая жидкость, в к-рой элементарные возбуждения (квазичастицы) обладают полуцелым спином; подчиняется *Ферми — Дирака статистике*. К Ф.-ж. относятся, напр., электроны в металлах и полупроводниках, нейтроны в нейтронных звёздах, экситоны в экситонных каплях в диэлектрике (нормальная Ф.-ж.), а также жидкий ^{3}He (сверхтекучая Ф.-ж.). См. *Квантовая жидкость*.

ФЕ́РМИ-И́МПУЛЬС — макс. значение импульса, к-рым могут обладать фермионы при темп-ре $T=0$ К. Ф.-и. в случае квадратичного закона дисперсии фермионов равен

$$p_F=\sqrt{2m\mathscr{E}_F},$$

где m — масса фермиона (эфф. масса в случае *квазичастиц*), $\mathscr{E}_F$ — *ферми-энергия* (см. также *Ферми-поверхность*).

ФЕ́РМИЙ (лат. Fermium), Fm,— радиоакт. хим. элемент III группы периодич. системы элементов Менделеева, ат. номер 100; относится к тяжёлым *актиноидам* (т. н. трансплутониевым элементам). Известны изотопы Ф. с массовыми числами 244—258, все они радиоактивны. Наиб. устойчив ^{257}Fm (α-распад и спонтанное деление, $T_{1/2}=100{,}5$ сут). Ф. открыт в 1952 А. Гиорсо (A. Ghiorso) и др. и назван в честь Э. Ферми (E. Fermi). Конфигурация внеш. электронных оболочек $5s^2p^6d^{10}f^{12}6s^2p^67s^2$ (предположительно). Энергии последоват. ионизаций 6,7; 12,5 и 22,5 эВ. Проявляет степени окисления +3 (как и др. актиноиды) и +2 (редко). Мишени, содержащие Ф., используют для искусств. синтеза более тяжёлых хим. элементов.

С. С. Бердоносов.

ФЕРМИО́Н (ферми-частица) — частица или *квазичастица* с полуцелым *спином*. Ф. подчиняются *Ферми — Дирака статистике*. Ф. являются все *барионы*, *кварки* и *лептоны*. Связанная система, в к-рую входит нечётное число Ф., также есть Ф. Напр., атомное ядро с нечётным *массовым числом*, атом (ион) с нечётной суммой его массового числа и числа электронов. Примерами квазичастиц Ф. являются *дырка* и *полярон*.

ФЕ́РМИ-ПОВЕ́РХНОСТЬ — изоэнергетич. поверхность в пространстве квазиимпульсов (p-пространстве), соответствующая *ферми-энергии* $\mathscr{E}_F$:

$$\mathscr{E}_s(\boldsymbol{p})=\mathscr{E}_F. \qquad (1)$$

Здесь $\mathscr{E}_s(\boldsymbol{p})$ — *дисперсии закон* электрона проводимости; s — номер энергетич. зоны (см. *Зонная теория*). Ф.-п. отделяет при темп-ре $T=0$ К занятые электронами проводимости состояния от свободных. Изображая Ф.-п., можно ограничиться одной ячейкой $\boldsymbol{p}$-пространства (1-й *Бриллюэна зоной*), т. к. в ней расположены концы векторов $\boldsymbol{p}$, описывающие все неэквивалентные состояния. Но можно использовать расширенное (бесконечное) $\boldsymbol{p}$-пространство, в к-ром каждая изоэнергетич. поверхность (и Ф.-п. тоже) периодична с периодом $2\pi\boldsymbol{b}h$, где $\boldsymbol{b}$ — произвольный вектор *обратной решётки*. Если Ф.-п. полностью умещается в одной ячейке $\boldsymbol{p}$-пространства, то такую поверхность наз. замкнутой. Если Ф.-п. пересекает границы ячейки $\boldsymbol{p}$-пространства, её наз. открытой. При использовании расширенного $\boldsymbol{p}$-пространства замкнутая Ф.-п. бесконечно повторяется из ячейки в ячейку, а открытая проходит через всё $\boldsymbol{p}$-пространство. Ф.-п. может быть открыта в одном, двух и трёх измерениях (рис. 1, 2, 3).



Рис. 1. Поверхность Ферми графита.

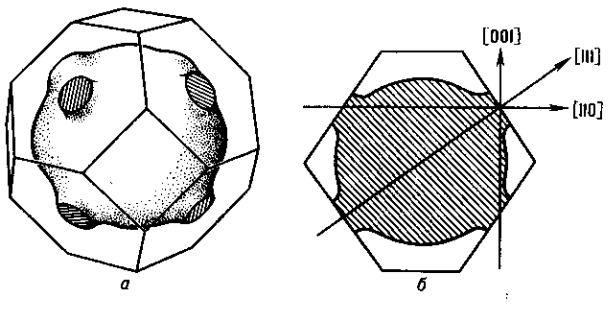
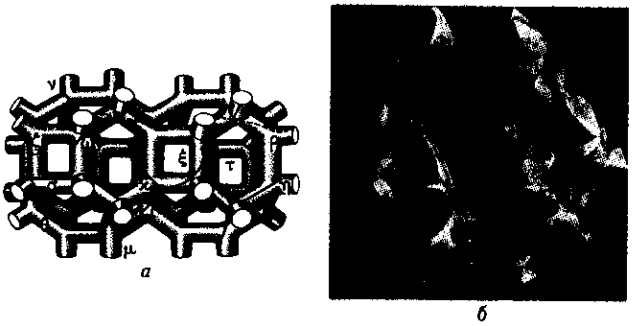


Рис. 2. *а* — Открытая поверхность Ферми Au, Cu, Ag; *б* — сечение её плоскостью [110], видны открытые направления.

У большинства металлов имеется неск. частично заполненных энергетич. зон. Поэтому, как правило, Ф.-п. имеет неск. полостей (карманов, долин), из к-рых одни могут быть открытыми, а другие замкнутыми. Замкнутая Ф.-п. может окружать область $\boldsymbol{p}$-пространства, где $\mathscr{E}_s(\boldsymbol{p})<\mathscr{E}_F$;



а *б*

Рис. 3. *а* — Открытая электронная поверхность Ферми Pb; *б* — та же поверхность в одной ячейке обратной решётки.

тогда при $T=0$ К все состояния внутри Ф.-п. заняты. Такая Ф.-п. наз. электронной. Если внутри Ф.-п. имеются состояния с $\mathscr{E}_s(\boldsymbol{p})>\mathscr{E}_F$, то при $T=0$ К они свободны, а Ф.-п. наз. дырочной. Нормаль к Ф.-п. есть скорость электрона $\boldsymbol{v}_s(\boldsymbol{p})=\partial\mathscr{E}_s/\partial\boldsymbol{p}$. У электронных Ф.-п. векторы скорости (нормали) направлены вовне поверхностей, у дырочных — внутрь.

Объём $\Omega_s(\mathscr{E}_F)$ одной полости замкнутой Ф.-п. или часть объёма открытой Ф.-п., приходящаяся на одну ячейку $\boldsymbol{p}$-пространства, с точностью до численного множителя совпадает с плотностью n_s электронов проводимости, принадлежащих s-й зоне:

$$2\Omega_s(\mathscr{E}_F)/(2\pi\hbar)^3=n_s. \qquad (2)$$

Для дырочной Ф.-п. её объём принято связывать с плотностью n_s' дырок — плотностью свободных состояний в зоне:

$$2\Omega_s(\mathscr{E}_F)/(2\pi\hbar)^3=n_s'. \qquad (2')$$

Особый класс составляют компенсированные металлы (Be, Bi), у к-рых объёмы электронных и дырочных полостей Ф.-п. равны, т. е. равны плотности электронов и дырок.

Если Ф.-п. — сфера (K, Na, Rb, Cs), то её радиус равен

$$p_F=\hbar(3\pi^2 n)^{1/3}, \qquad (3)$$

у эллипсоидальной Ф.-п. (Bi) размеры осей эллипсоида пропорциональны $n^{1/3}$.

Вычисление формы Ф.-п. конкретного металла пока неосуществимо, поэтому определение формы Ф.-п. производится по эксперим. данным. С разл. степенью точности известны Ф.-п. всех металлов и многих *интерметаллических соединений*. При этом используется тот факт, что большинство термодинамич., кинетич., акустич. и др. свойств металлов обусловлено электронами, занимающими состояния вблизи Ф.-п. В результате характеристики металла оказываются связанными с геом. характеристиками Ф.-п. (формой, кривизной, площадью сечений и др.). Так, сильная анизотропия *магнетосопротивления* указывает на открытость Ф.-п., знак постоянной Холла (см. *Холла эффект*) определяет характер Ф.-п. (электронная или дырочная), осцилляции магн. восприимчивости в сильных магн. полях (*де Хааза — ван Альфена эффект*) позволяют определить площадь экстремального сечения Ф.-п.; *поверхностный импеданс* в условиях аномального *скин-эффекта* — ср. кривизну Ф.-п.; квантовый *циклотронный резонанс* — площадь всех (а не только экстремальных) сечений Ф.-п. и т. д.

Задача восстановления формы Ф.-п. по эксперим. данным не может быть решена без привлечения теоретич. моделей. Чаще всего применяют либо приближение (модель) почти свободных электронов, либо приближение сильно связанных электронов. Обе модели используют соображения симметрии, позволяющие определить общие контуры Ф.-п. Приближение почти свободных электронов предполагает, что вся анизотропия Ф.-п. — результат периодичности кристалла. В нулевом приближении Ф.-п. — совокупность сфер радиуса p_F с центрами в точках $\boldsymbol{p}$-пространства $\boldsymbol{p}=2\pi\hbar\boldsymbol{b}$, эквивалентных центру первой зоны Бриллюэна. Учёт взаимодействия электронов с кристаллич. решёткой сводится к снятию вырождения (если диаметр сферы больше размера 1-й зоны Бриллюэна) и приводит к перестройке Ф.-п. (напр., возникают открытые поверхности). Получающиеся т. о. формы Ф.-п. многообразны, хотя и составлены из «обрезков» сфер.

Модель сильно связанных электронов использует разложение энергии электрона в решётке в ряд Фурье, а приближение состоит в том, что применяется не весь ряд, а лишь неск. его членов, обладающих всеми элементами *симметрии кристалла*.

Фазовый переход в металле сопровождается изменением его Ф.-п. Так, при переходе из парамагнитного в ферромагн. состояние (см. *Магнитный фазовый переход*) происходит расщепление Ф.-п. на две — для электронов с различно направленными спинами.

Внеш. воздействие на металл может привести к изменению геометрии Ф.-п.: может возникнуть или исчезнуть полость Ф.-п. и (или) разорваться либо образоваться перемычка у Ф.-п. При этом электронные характеристики металла обнаруживают аномалии, называемые *электронным топологическим переходом* в нормальном металле.

Лит.: Крэкнелл А., Уонг К., Поверхность Ферми, пер. с англ., М., 1978; см. также лит. при ст. *Металлы*.

М. И. Каганов, Э. М. Эпштейн.

ФЕ́РМИ-РАСПРЕДЕЛЕ́НИЕ — то же, что *Ферми — Дирака распределение* (см. также *Ферми — Дирака статистика*).

ФЕ́РМИ-У́РОВЕНЬ — то же, что *ферми-энергия*.

ФЕ́РМИ-ЭНЕ́РГИЯ (уровень Ферми) — энергия, ниже к-рой все состояния системы частиц или *квазичастиц*, подчиняющихся *Ферми — Дирака статистике*, заполнены, а выше — пусты в осн. состоянии при абс. нуле темп-ры ($T=0$ К). Существование Ф.-э. следует из *Паули принципа*. Для идеального газа фермионов Ф.-э. $\mathscr{E}_F$ совпадает с *химическим потенциалом* при $T=0$ К и связана с числом частиц (n) газа в единице объёма соотношением:

$$\mathscr{E}_F=\frac{(2\pi\hbar)^2}{2m}\left[\frac{3n}{4\pi(2s+1)}\right]^{2/3}. \qquad (1)$$

Здесь m, s — масса и спин фермиона (в случае квазичастиц m — *эффективная масса*). Для электронов ($s=1/2$)

$$\mathscr{E}_F=(\hbar^2/2m)(3\pi^2 n)^{2/3}.$$

Наряду с Ф.-э. вводят также понятия ферми-импульса $p_F=\sqrt{2m\mathscr{E}_F}$ и фермиевской скорости $v_F=p_F/m=\sqrt{2\mathscr{E}_F/m}$.

В *металлах* и вырожденных *полупроводниках* Ф.-э. расположена в одной из разрешённых энергетич. зон. В невырожденных полупроводниках Ф.-э. совпадает с серединой запрещённой зоны (при $T=0$ К) и смещается в сторону разрешённой зоны, обладающей меньшей эфф. массой, при $T\neq 0$ К ($kT\ll\mathscr{E}_c-\mathscr{E}_v$):

$$\mathscr{E}_F=\frac{1}{2}(\mathscr{E}_v-\mathscr{E}_c)-\frac{3}{4}kT\ln\frac{m_э}{m_д}. \qquad (2)$$

Здесь $\mathscr{E}_v$, $\mathscr{E}_c$ — энергии краёв валентной зоны и проводимости зоны; $m_э$, $m_д$ — эфф. массы электронов и дырок.

Ф.-э. имеет величину порядка 1—10 эВ в металлах, порядка 10^{-2}—10^{-1} эВ в вырожденных полупроводниках и порядка 10^{-4} эВ в ^{3}He. В вырожденном звёздном веществе (*белые карлики, пульсары*) Ф.-э. может достигать 10^4—10^6 эВ.

Лит.: Лифшиц И. М., Азбель М. Я., Каганов М. И., Электронная теория металлов, М., 1971; Бонч-Бруевич В. Л., Калашников С. Г., Физика полупроводников, М., 1990.

Э. М. Эпштейн.

ФЕРРИМАГНЕТИ́ЗМ — магнитоупорядоченное состояние вещества, сочетающее свойства *ферромагнетизма* и *антиферромагнетизма*; в более общем смысле — совокупность физ. свойств вещества в этом состоянии. Магн. структура в состоянии Ф. определяется взаимной ориентацией векторов намагниченности $\boldsymbol{M}_i$ *магнитных подрешёток*. Самопроизвольная намагниченность $\boldsymbol{M}$ в отсутствие

внеш. магн. поля определяется векторной суммой $\sum M_i$; в общем случае в состоянии Ф. $M \neq 0$. Вещества, в к-рых при темп-рах ниже *Кюри точки* T_C устанавливается ферримагн. упорядочение, называют *ферримагнетиками* (ФМ) (критич. темп-ру называют иногда *Нееля точкой* T_N). К ним относятся кристаллич. вещества — *ферриты*, интерметаллич. соединения редкоземельных и переходных металлов, *аморфные магнетики* того же состава. Простейшая модель ферримагн. упорядочения показана на рис. 1.

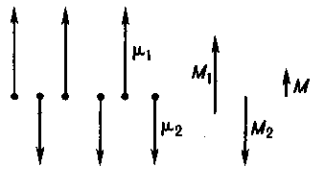


Рис. 1. Схематическое изображение ферримагнитного упорядочения линейной цепочки магнитных ионов различных сортов с магнитными моментами μ_1 и μ_2: N_i — число ионов данного сорта в единице объёма; $M_i = N_i\mu_i$ $(i = 1, 2)$ — величины намагниченностей подрешёток; суммарная намагниченность $M = M_1 + M_2$, $|M| = |M_1 - M_2|$.

Термин «Ф.» предложен Л. Нееле́м (L. Neel) в 1948 при изучении магн. свойств широкого класса магн. окислов — ферритов-шпинелей; им же была разработана феноменологич. теория Ф.

Разл. магн. подрешётки, образующие ФМ, содержат ионы одного и того же элемента с разл. валентностью, ионы разл. металлов или одинаковые ионы с разл. кристаллографич. окружением. Атомные магн. моменты ФМ создаются электронами незаполненных *d*- или *f*-электронных оболочек ионов переходных металлов, входящих в состав ФМ. Между магн. ионами существуют обменные взаимодействия (ОВ) (см. *Обменное взаимодействие* в магнетизме), к-рые, наряду с *магнитной анизотропией*, определяют *магнитную атомную структуру* ФМ и обычно носят косвенный характер, при к-ром отсутствует прямое перекрытие волновых ф-ций (см. *Косвенное обменное взаимодействие*, *РККИ-обменное взаимодействие*). В ферритах наиб. сильным является ОВ между ионами разл. подрешёток, стремящееся установить магн. моменты подрешёток антипараллельно друг другу.

При высоких темп-рах $T \gg T_C$, когда энергия теплового движения много больше обменной энергии, вещество является *парамагнетиком*. Температурная зависимость обратной магн. восприимчивости ФМ не подчиняется линейному *Кюри — Вейса закону*, а носит нелинейный (гиперболический) характер (рис. 2). При высоких темп-рах $T \gg T_C$

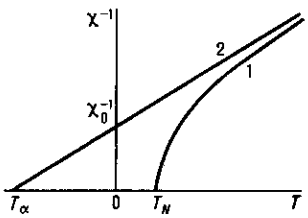


Рис. 2. Температурная зависимость обратной магнитной восприимчивости $\chi^{-1}(T)$ (1) и асимптоты $\chi_\infty^{-1}(T)$ (2) двухподрешёточного ферримагнетика, по Неелю: T_N — точка Нееля; T_A — асимптотическая точка Кюри.

она близка к зависимости для *антиферромагнетика*, а при $T \gtrsim T_C$ — для *ферромагнетика*. При $T = T_C$ обменная энергия становится равной тепловой и в веществе возникает Ф. В большинстве случаев такой переход является *магнитным фазовым переходом* 2-го рода и сопровождается характерными аномалиями физ. свойств.

Магнитная структура ферримагнетиков. Вид магн. упорядочения характеризуется магн. атомной структурой, симметрия к-рой описывается точечными и пространств. группами *магнитной симметрии*, элементарная магн. ячейка может совпадать с кристаллографической или иметь больший (кратный) период. Наряду с коллинеарными (рис. 1) в ФМ существует большое кол-во сложных неколлинеарных и некомпланарных магн. структур. Напр., треугольные структуры (рис. 3) возникают из-за конкуренции внутри- и межподрешёточных ОВ, тогда как зонтичные структуры в ферритах-гранатах (рис. 4) возникают благодаря наличию сильной одноионной анизотропии, обусловленной совместным действием *спин-орбитального взаимодействия* и взаимодействия магн. моментов редкоземельных (РЗМ) ионов с *внутрикристаллическим полем*.

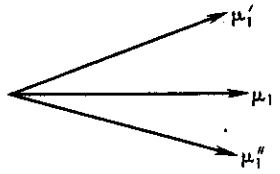


Рис. 3. Схематическое изображение треугольной магнитной структуры одной из подрешёток.

В аморфных ФМ состава $R_{1-x}T_x$, где R — Gd, Tb, Dy и др. РЗМ-ионы, а T — Fe, Co, Ni и др. ионы переходных металлов, магн. ионы занимают случайно размещённые в пространстве позиции с разл. кристаллографич. окружением. Обычно магн. моменты *d*-ионов упорядочиваются (почти) параллельно друг другу благодаря сильному ОВ, а магн. моменты *f*-ионов (кроме Gd) заполняют нек-рый конус, результирующая намагниченность к-рого ориентирована антипараллельно намагниченности *d*-ионов (см. *Сперимагнетизм*). Хотя понятие подрешёток оказывается в данном случае неприменимым, свойства таких магнетиков во многом аналогичны свойствам двухподрешёточных коллинеарных ФМ; имеющиеся отличия обусловлены структурным беспорядком.

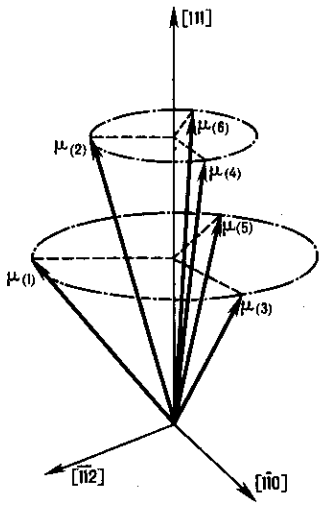


Рис. 4. Зонтичная структура магнитных моментов редкоземельных ионов в ферритах-гранатах. Показаны кристаллографические направления, номера в скобках обозначают неэквивалентные кристаллографические позиции.

Прямыми методами определения магн. структуры ФМ является дифракция нейтронов (см. *Магнитная нейтронография*), а также взаимодействие синхротронного излучения с магн. веществом.

Феноменологическая теория ферримагнетизма. Простейшее описание Ф. даёт теория *молекулярного поля*, обобщённая на произвольное число магн. подрешёток (теория Нееля). Для изотропного ФМ с двумя неэквивалентными подрешётками 1 и 2 суммарную намагниченность (на грамм-ион) можно записать в виде

$$M = x_1 M_1 + x_2 M_2, \qquad (1)$$

где M_1, M_2 — намагниченности подрешёток (на грамм-ион); x_1, x_2 — относит. концентрации ионов в подрешётках ($x_1 + x_2 = 1$).

Молекулярные поля, действующие на ионы, равны соответственно

$$H_1 = n(\alpha x_1 M_1 + \varepsilon x_2 M_2),$$
$$H_2 = n(\beta x_2 M_2 + \varepsilon x_1 M_1), \qquad (2)$$

где $\varepsilon = \pm 1$; n, α, β — положительные постоянные, связанные с обменными интегралами внутри- и межподрешёточных ОВ. Закон Кюри — Вейса для намагниченностей под-

решёток во внеш. поле H записывается в виде (C, T — константа Кюри и темп-ра соответственно)

$$M_1=\frac{C}{T}(H+H_1),\ M_2=\frac{C}{T}(H+H_2). \qquad (3)$$

В области темп-р, больших T_C, обратная магн. восприимчивость подчиняется закону

$$\chi^{-1}(T)=\frac{T}{C}+\chi_0^{-1}-\frac{\sigma}{T-T_1} \qquad (4)$$

(рис. 2), где постоянные χ_0^{-1}, σ, T_1, а также парамагн. точка Кюри T_C определяются из решения системы ур-ний (1)—(3). В точке Кюри $\chi^{-1}(T_C)=0$. При $T_C>0$ в области темп-р $T<T_C$ возникает Ф., при $T_C<0$ вещество остаётся парамагнитным вплоть до $T=0$ К. Асимптотика гиперболы определяется ур-нием

$$\chi_\infty^{-1}(T)=T/C+\chi_0^{-1}.$$

Асимптотич. точка Кюри ФМ на рис. 2 $T_A=-C\chi_0$. Необходимыми условиями возникновения Ф. в рамках теории Нееля являются условия $\varepsilon=-1$, $\alpha\beta>1$.

Ниже T_C температурная зависимость суммарной намагниченности (1) определяется из решения системы самосогласованных ур-ний для намагниченностей подрешёток M_i, определяемых через ф-ции Бриллюэна с эфф. полями (2).

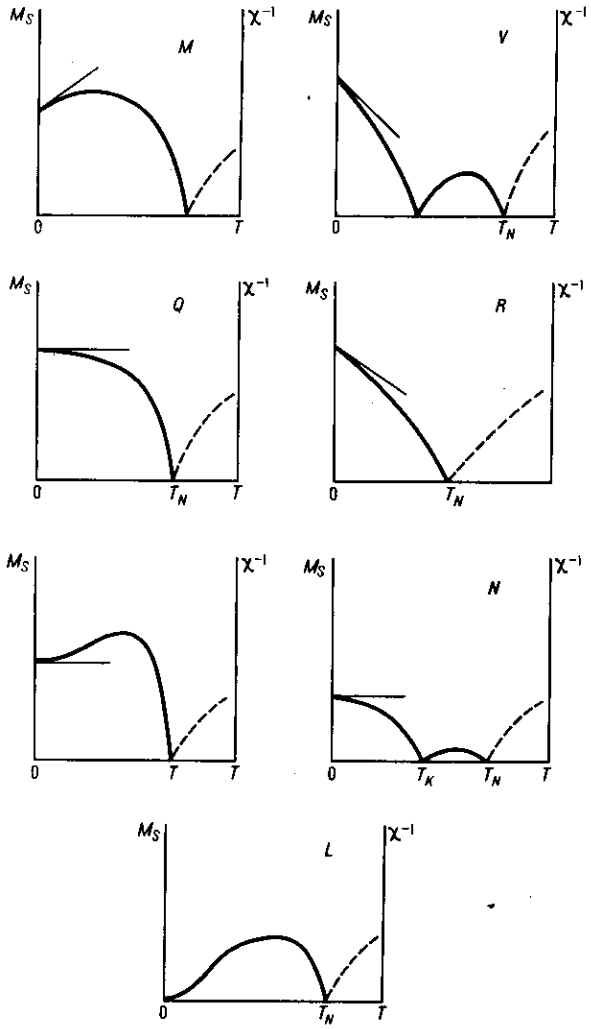


Рис. 5. Основные типы температурной зависимости спонтанной результирующей намагниченности M_s и обратной магнитной восприимчивости $\chi^{-1}(T)$ в двухподрешёточных ферримагнетиках.

Различия в температурных зависимостях M_i, обусловленные наличием внутриподрешёточных ОВ, приводят к разл. видам температурной зависимости результирующей намагниченности (рис. 5). На кривых типа V и N существует точка магнитной компенсации $T_к$, по достижении к-рой намагниченности подрешёток точно компенсируются и результирующая намагниченность равна нулю.

Общее феноменологич. описание Ф. даёт *Ландау теория* фазовых переходов, основанная на разложении термодинамич. потенциала системы по степеням *параметра порядка* (в случае Ф.— по компонентам векторов намагниченностей подрешёток M_i). В рамках этой теории удобно также исследовать *ориентационные фазовые переходы* в ФМ.

Специфическим свойством для Ф. является поведение ФМ в сильных магн. полях, сравнимых по величине с эфф. полем межподрешёточного ОВ. Простейшая коллинеарная магн. структура (рис. 1) в нек-рых интервалах магн. полей и темп-р может стать неколлинеарной вследствие конкуренции отрицательного ОВ между магн. подрешётками и взаимодействия магн. моментов с внеш. полем H (С. В. Тябликов, 1957). В малых полях $H<H_{кр,1}=\lambda|M_1-M_2|$, где λ — константа ОВ между подрешётками, сохраняется нач. состояние ФМ, в сильных полях $H>H_{кр,2}=\lambda(M_1+M_2)$ вещество находится в индуцированной полем ферромагн. фазе (M_1, M_2 $\uparrow\uparrow$ H), а в промежуточных полях $H_{кр,1}<H<H_{кр,2}$ возникает неколлинеарная (угловая) фаза, в к-рой магн. моменты подрешёток составляют разл. углы с направлением поля H. (Кривая намагничивания изотропного двухподрешёточного ФМ изображена на рис. 2 к ст. *Ферримагнитный резонанс*.) В угловой фазе магн. восприимчивость не зависит от величины поля и равна $1/\lambda$. Подобное поведение восприимчивости характерно и для антиферромагнетизма.

Наличие вырождения по ориентации магн. моментов относительно внеш. поля в угл. фазе приводит к возможности возникновения доменной структуры в сильных магн. полях (двойникование, тройникование и т. д.); подобные явления наблюдаются также и в *сегнетоэлектриках*.

Магн. анизотропия существенно изменяет процессы перестройки магн. структуры ФМ и определяет т. н. спин-переориентационные фазовые переходы; её влияние особенно важно вблизи точки компенсации $T_к$. Магн. фазовая диаграмма двухподрешёточного ФМ с магн. анизотропией 2-го порядка при наложении поля вдоль *оси лёгкого намагничивания* изображена на рис. 6.

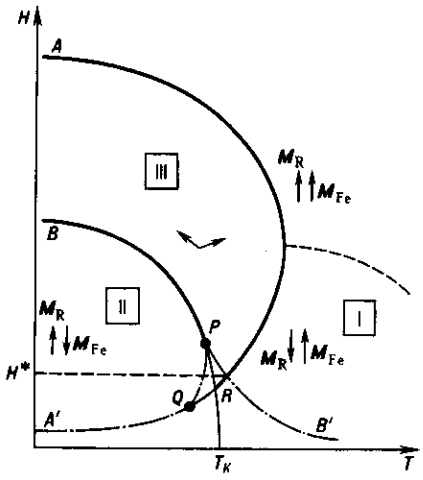
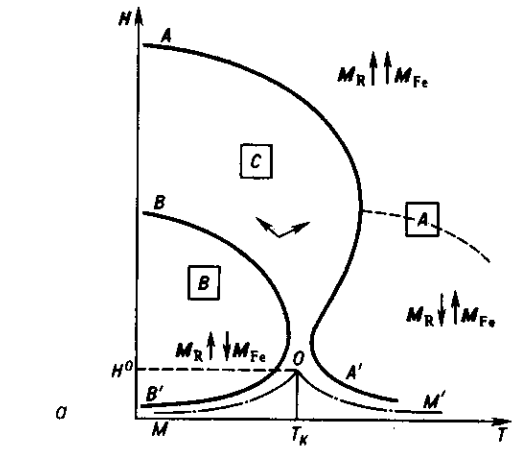


Рис. 6. Магнитная фазовая диаграмма двухподрешёточного ферримагнетика (на примере ферритов-гранатов) при учёте магнитной анизотропии 2-го порядка. Магнитное поле приложено вдоль оси лёгкого намагничивания. Схематически показаны магнитные фазы. Сплошные линии — линии фазовых переходов (ФП) 2-го рода, тонкая линия — линия ФП 1-го рода, штрих-пунктирные линии — линии потери устойчивости метастабильных фаз.

(Для случая, когда поле приложено вдоль оси трудного намагничивания, см. рис. 3 к ст. *Магнитный фазовый переход.*)

Вдали от $T_к$ в слабых полях ФМ ведёт себя подобно ферромагнетику, а вблизи $T_к$ — подобно антиферромагнетику, что приводит к возникновению магн. фазового перехода 1-го рода в угл. фазу. Наличие анизотропии более высоких порядков приводит к ещё более сложному характеру переориентации. На рис. 7 показаны магн. фазовые



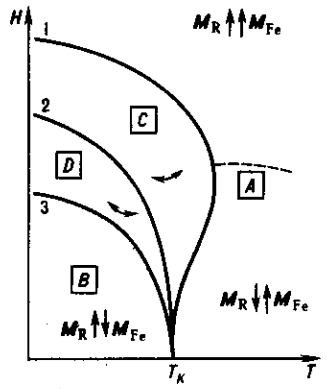


Рис. 7. Магнитная фазовая диаграмма кубических ферримагнетиков для различных ориентаций внешнего поля: *а*) $H\|[100]$. Сплошные линии — линии ФП 2-го рода; штрих-пунктирная линия — линия ФП 1-го рода между угловыми фазами, *O* — критическая точка; *б*) $H\|[111]$. Все линии на диаграмме — линии ФП 1-го рода.

диаграммы ферритов-гранатов при учёте магн. анизотропии 2-го и 4-го порядков с константами K_1, K_2 в случае $K_1<0$ для ориентации поля вдоль кристаллич. осей [100] и [111]. В первом случае на диаграмме существует *трикритическая точка* типа наблюдаемой на диаграмме пар — жидкость, а во втором — все фазовые переходы являются переходами 1-го рода.

Свойства ФМ, в к-рых энергия магн. анизотропии порядка энергии межподрешёточного ОВ, значительно отличаются от свойств слабоанизотропных ФМ. Переход в индуцированное полем ферромагн. состояние происходит путём одного или неск. фазовых переходов 1-го рода (рис. 8).

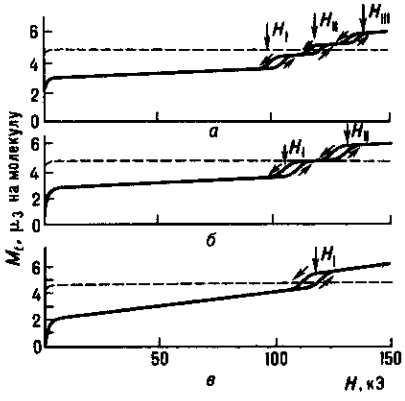


Рис. 8. Кривые намагничивания феррита-граната $Y_{2,75}Ho_{0,25}Fe_5O_{12}$ (сплошные линии); $Y_3Fe_5O_{12}$ (пунктир) при $T=4{,}2$ К для различных направлений внешнего поля: *а*) $H\|[111]$, *б*) $H\|[110]$, *в*) $H\|[100]$.

Вблизи $T_к$ наблюдается целый ряд аномалий физ. свойств ФМ: значит. рост коэрцитивной силы, температурный гистерезис намагниченности, аномалии магнитострикции и магнитокалорич. эффекта (рис. 9) и увеличение размеров доменов. Константы Верде, Холла и др. подобные характеристики в $T_к$ не обращаются в нуль, а обнаруживают достаточно сложную зависимость от темп-ры и поля,

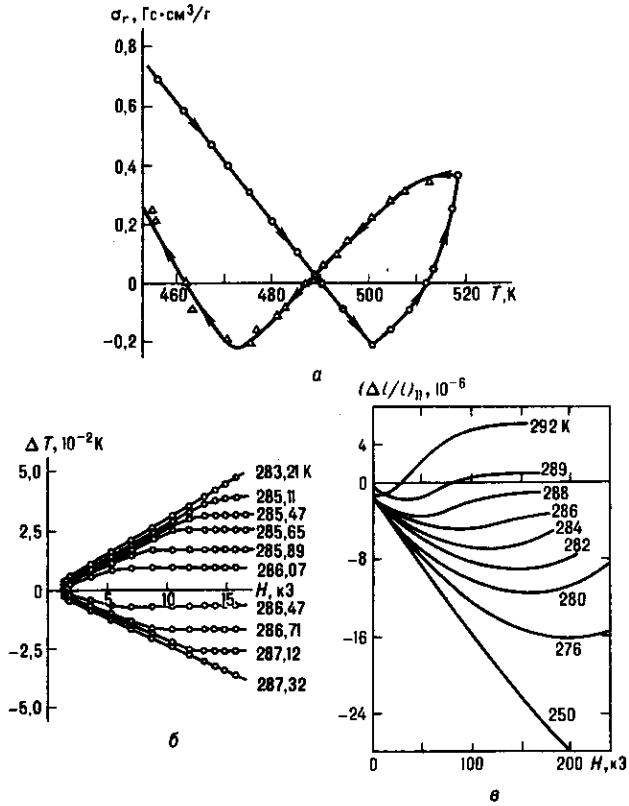


Рис. 9. Аномалии физических свойств ферримагнетиков вблизи точки магнитной компенсации: *а* — температурный гистерезис намагниченности σ, соединения $ErFe_2$; *б* — магнитокалорический эффект в феррите-гранате $Gd_3F_5O_{12}$; *в* — продольная магнитострикция феррита-граната $Gd_3F_5O_{12}$.

что связано с различием соответствующих вкладов, вносимых подрешётками, в силу их разл. кристаллохим. природы.

Элементы микроскопической теории ферримагнетизма. При низких темп-рах классич. теория Ф. становится неприменимой и свойства ФМ описываются квантовой теорией. Для изотропного двухподрешёточного ФМ с подрешётками 1 и 2 гамильтониан может быть записан в виде

$$\hat{H}=-\frac{1}{2}\sum_{<ij>}\left(I_{ij}^{11}\hat{S}_{1i}\hat{S}_{1j}+I_{ij}^{22}\hat{S}_{2i}\hat{S}_{2j}-I_{ij}^{12}\hat{S}_{1i}\hat{S}_{2j}\right), \qquad (5)$$

где суммирование проводится по всем магн. ионам i и j; $\hat{S}_{kj}$ — спиновые операторы; символ $\langle\ldots\rangle$ — означает суммирование по ближайшим соседям; I_{ij}^{kl} — обменные интегралы. Простейшему приближению на основе гамильтониана (5) в случае низких темп-р соответствует теория *спиновых волн*.

В рамках полуклассич. описания спиновым волнам соответствует прецессия магн. моментов $\boldsymbol{\mu}_{ik}$, ионов, находящихся в узлах кристаллич. решётки $\boldsymbol{r}_i$, с частотой ω и волновым вектором $\boldsymbol{k}$ по закону

$$\boldsymbol{\mu}_{ik}=\boldsymbol{\mu}_{i0}+\boldsymbol{m}_{ik}\exp i(\omega t-\boldsymbol{k}\boldsymbol{r}_i), \qquad (6)$$

Обменная $s-d(f)$-модель позволяет также установить связь между электронами проводимости РЗМ-металлов и особенностями их атомной магн. структуры, к-рая имеет вид неколлинеарных винтовых структур. Эта модель, если её дополнить учётом магн. (спин-орбитального) взаимодействия, позволяет также объяснить в принципе все аномалии электронных свойств ферромагнетиков, связанных с существованием в них спонтанной намагниченности. Учёт магн. (релятивистских) взаимодействий позволяет объяснить природу магн. анизотропии и магнитострикции.

Ещё в 1947 Ж. М. Латтинжер и Л. Тисса [12] высказали гипотезу о возможности существования «дипольного ферромагнетизма» в системе свободно вращающихся магн. диполей даже в отсутствие обменного взаимодействия или при весьма слабом обменном взаимодействии. Экспериментально такой Ф. обнаружен в 1990 [13] в образце ГЦК-структуры РЗМ-соли $Cs_2NaR(NO_2)_6$ (где R = Dy, Er, Gd, Nd), в к-рой магн. ионы находятся на достаточно удалённом расстоянии и поэтому обменная связь (~ 10 мК) на порядок меньше дипольной энергии (~ 100 мК), а точки Кюри расположены в интервале $60 \div 6{,}5$ К.

Теория кривой намагничивания ферромагнетиков. Из опыта известно, что при $H=0$ термодинамическому устойчивому состоянию макрообразца (минимуму термодинамич. потенциала) отвечает размагниченное состояние, ибо в противном случае на поверхности образца, как правило, образуются магн. полюса, создающие размагничивающее поле $H_{\circlearrowleft}$, с к-рым связана большая положит. энергия. Т. о., возникает тенденция размагничивания конечных образцов, хотя обменные силы стремятся их «намагнитить». В результате происходит разбиение ферромагн. образца на макрообласти однородной намагниченности. Эту гипотезу высказал ещё в 1907 П. Вейсс (P. Weiss), а количественно обосновали впервые в 1935 Л. Ландау и Е. Лифшиц (см. *Ферромагнитные домены* и *Магнитная доменная структура*). Теория Ф. качественно определяет размеры и форму доменов, к-рые зависят от конкуренции разл. взаимодействий внутри ферромагнетика. Равновесная структура доменов при $H=0$ имеет вид совокупности связанных замкнутых магн. потоков внутри образца. Наряду с осн. доменами могут возникать и вторичные, т. н. замыкающие, домены. Магн. доменная структура является весьма структурно чувствительной. Между доменами образуются промежуточные слои, или стенки (см. *Доменная стенка, Блоха стенка, Неела стенка*), конечной толщины, в к-рых вектор $\boldsymbol{M}_\infty$ непрерывно меняет своё направление от ориентации, отвечающей вектору $\boldsymbol{M}_\infty$ в одном домене, до ориентации, отвечающей направлению $\boldsymbol{M}_\infty$ его соседа. На образование этих стенок затрачивается положит. энергия, но её величина по всему образцу меньше энергии поля $H_{\circlearrowleft}$, к-рая возникла бы в отсутствие доменов. При нек-рых критически малых размерах ферромагн. образцов возникновение в них неск. доменов может стать энергетически невыгодным, тогда частицы остаются при $T<T_C$ однородно намагниченными (см. *Однодоменные частицы*). Этим объясняются особые свойства тонких ферромагн. порошков и изделий из них (см. *Магнитно-твёрдые материалы*). Среди них получили довольно широкое распространение коллоидные растворы однодоменных ферромагн. частиц, образующих магн. жидкости, имеющие перспективные области применения в технике и медицине. Весьма специфич. характер носит ферромагн. доменная структура в тонкой *магнитной плёнке* (см. также *Цилиндрические магнитные домены*). Кривые намагничивания и петли гистерезиса в ферромагнетиках, т. е. все процессы перемагничивания, определяются, в первую очередь, изменениями доменной структуры во внеш. магн. поле $\boldsymbol{H}$, т. е. путём изменения объёма доменов с разл. ориентацией векторов $\boldsymbol{M}_\infty$ в них за счёт смещения границ доменов (см. *Доменной стенки динамика, Доменопродвигающая структура*). Кроме того, играет роль и вращение векторов $\boldsymbol{M}_\infty$ в направлении внеш. поля. В размагниченном состоянии (с точностью до объёма, занятого доменными стенками) имеем $\sum_i M^i_\infty v_i \cos\theta_i = 0$, где суммирование идёт по всем i-м доменам, v_i — объём i-го домена; θ_i — угол между вектором $\boldsymbol{M}^i_\infty$ в i-м домене и любой фиксир. осью в образце, напр. совпадающей с ориентацией намагничивающего поля. При включении поля вдоль этой оси в направлении поля появляется отличная от нуля намагниченность:

$$\delta M_u = M_\infty \sum_i \cos\theta_i \delta v_i + M_\infty \sum_i v_i \delta(\cos\theta_i). \qquad (11)$$

Первое слагаемое в (11) обусловлено ростом объёмов доменов, $\boldsymbol{M}_\infty$ в к-рых направлены относительно $\boldsymbol{H}$ энергетически более выгодно, за счёт объёмов доменов, намагниченных менее выгодно; всё это осуществляется путём процессов смещения доменных стенок. Второе слагаемое в (11) обусловлено процессами вращения векторов $\boldsymbol{M}_\infty$. Уд. магн. восприимчивость ферромагнетиков, т. о., приближённо равна сумме $\chi = \chi_{\text{смещ}} + \chi_{\text{вращ}}$. Анализ реальных кривых показывает, что в слабых полях $\chi_{\text{смещ}} \gg \chi_{\text{вращ}}$, а в более сильных (после крутого подъёма кривой) $\chi_{\text{вращ}} \gg \chi_{\text{смещ}}$. При размагничивании ферромагнетика из состояния магн. насыщения происходит восстановление доменной структуры путём возникновения зародышей перемагничивания — областей с обратной (по отношению к первоначальной) намагниченностью. В. Дёрингом (W. Döring) в 1939 была разработана достаточно строгая и общая теория роста таких зародышей, к-рая хорошо подтверждена экспериментально [9, 4].

Из-за структурной чувствительности доменной структуры и процессов намагничивания и перемагничивания количеств. теория кривых намагничивания и петель гистерезиса ферромагнетиков находится в нач. стадии развития. Лишь в случае расчёта кривых намагничивания идеальных монокристаллов определ. формы в области, где $\chi_{\text{вращ}} \gg \chi_{\text{смещ}}$ [1], можно развить строгую количеств. теорию для образцов простой формы (напр., эллипсоидов), допускающей однородность намагниченности при их структурной и хим. однородности. Теория кривых намагничивания и петель гистерезиса имеет важное значение для разработки новых и улучшения существующих *магнитных материалов*, играющих весьма важную и всё возрастающую роль в совр. технике (напр., в магн. дефектоскопии и структурном анализе, а также при конструировании элементов памяти ЭВМ, ускорительных секций, накопительных колец и т. п.).

Лит.: 1) Акулов Н. С., Ферромагнетизм, М.—Л., 1939; 2) Бозорт Р., Ферромагнетизм, пер. с англ., М., 1956; 3) Вонсовский С. В., Шур Я. С., Ферромагнетизм, М.—Л., 1948; 4) Вонсовский С. В., Магнетизм, М., 1971; 5) Дорфман Я. Г., Магнитные свойства и строение вещества, М., 1955; 6) Туров Е. А., Физические свойства магнитоупорядоченных кристаллов, М., 1963; 7) Вонсовский С. В., Изюмов Ю. А., Электронная теория переходных металлов, «УФН», 1962, т. 77, в. 3, с. 377; 1962, т. 78, в. 1, с. 3; 8) Теория ферромагнетизма металлов и сплавов. Сб. ст., пер. с англ., М., 1963; 9) Becker R., Döring W., Ferromagnetismus, B., 1939; 10) Knelier E., Ferromagnetismus, B.— [u. a.], 1962; 11) Magnetism. A treatise on modern theory and materials, ed. by G. T. Rado, H. Suhl, v. 1. Magnetic ions in insulators, their interactions, resonances and optical properties, N. Y.—L., 1963; v. 2A. Statistical models, magnetic symmetry, hyperfine interactions and metals, N. Y.—L., 1965; v. 2B. Interactions and metals, N. Y.—L., 1966; v. 3. Spin arrangements and crystal structure, domains and micromagnetics, N. Y.—L., 1963; v. 4; Herring C. (сост.), Exchange interactions among itinerant electrons, N. Y.—L., 1966; 12) Luttinger J. M., Tisza L., Theory of dipole interaction in crystals, «Phys. Rev.», 1946, v. 70, p. 954; 1947, v. 72, p. 257; 13) Roser M. R., Corruccini L. R., Dipolar ferromagnetic order in a cubic system, «Phys. Rev. Lett.», 1990, v. 65, p. 1064; 14) Тябликов С. В., Методы квантовой теории магнетизма, 2 изд., М., 1975; 15) Нагаев Э. Л., Физика магнитных полупроводников, М., 1979; 16) Уайт Р., Квантовая теория магнетизма, пер. с англ., 2 изд., М., 1985; 17) Тикадзуми С., Физика ферромагнетизма. Магнитные свойства вещества, пер. с япон., М., 1983; 18) Никитин С. А., Магнитные свойства редкоземельных металлов и их сплавов, М., 1989; 19) Куркин М. И., Туров Е. А., ЯМР в магнитоупорядоченных веществах и его применения, М., 1990; 20) Тикадзуми С., Физика ферромагнетизма. Магнитные характеристики и практические применения, пер. с япон., М., 1987; 21) Изюмов Ю. А., Скрябин Ю. Н., Статистическая механика магнитоупорядоченных систем, М., 1987; 22) Мория Т., Спиновые флуктуации в магнетиках с коллективизированными электронами, пер. с англ., М., 1988; 23) Анисимов В. И. и др., Зонная теория

Как правило, структуры Ф. характеризуются наличием двух или более разл. катионных позиций. Эти позиции могут быть заняты как ионами переходных и редкоземельных элементов, так и диамагн. ионами, не обладающими магн. моментами. При этом одинаковые ионы могут находиться в разных позициях, и наоборот, по одинаковым позициям могут быть распределены (хаотично или упорядоченно) разл. ионы. Наиб. хорошо изучены и нашли широкое применение в технике *ферриты* — оксидные Ф. с кубич. структурой типа шпинели и граната и нек-рыми гексагональными структурами. Известны ферримагн. кристаллы, в к-рых анионами являются сера, фтор и др.; так, $RbNiF_3$ — гексагональный Ф., в к-ром из шести магн. подрешёток намагниченность четырёх направлена в одну сторону, а двух других — в противоположную (подобные фториды прозрачны в видимой области спектра).

К Ф. принадлежит также ряд сплавов и интерметаллич. соединений. Большинство из них — вещества, содержащие атомы редкоземельных (R) и переходных (M) металлов. Их магн. структура характеризуется наличием двух подрешёток — R и M соответственно. Интерметаллич. соединения типа RFe_2 обладают рекордной *магнитострикцией* (10^{-3} в магн. полях 10—15 кГс) и могут быть использованы в качестве пьезоэлектрич. преобразователей. Др. тип редкоземельных интерметаллидов имеет состав RM_5. Эти соединения имеют большую энергию *магнитной анизотропии* и значит. *коэрцитивную силу*; из них изготавливают *магниты постоянные* с рекордной величиной энергетического произведения $(BH)_{макс} \sim 10^7$ Гс·Э. Известны также соединения типа R_2M_{17} и др. Помимо кристаллич. Ф. существуют также и аморфные Ф. Наиб. известные представители данного класса — аморфные сплавы редкоземельных и переходных металлов в широком диапазоне составов, находящие широкое применение в качестве реверсивных записывающих сред в запоминающих устройствах с термомагн. записью и магнитооптич. считыванием.

В табл. приведены нек-рые характеристики типичных Ф.

Некоторые типичные ферримагнетики

Вещество	Тип кристаллической структуры	T_C, К	M_s, Гс	$M_{эфф}$, μ_B
Fe_3O_4	шпинель	858	6400	4,1
$MgFe_2O_4$	шпинель	713	1800	1,1
$CoFe_2O_4$	шпинель	793	6000	3,9
$Y_3Fe_5O_{12}$	гранат	560	2470	5,0
$Gd_2Fe_5O_{12}$	гранат	564	7250	16
$Ho_3Fe_5O_{12}$	гранат	567	7400	15
$BaFe_{12}O_{19}$	гексагональная	730	5220	27
$Ba_3Co_2Fe_{24}O_{41}$	гексагональная	680	3350	31
$RbNiF_3$	гексагональная	139	1080	—
$TiNiF_3$	гексагональная	111	620	—
$CsNiF_3$	кубическая	150	620	—
$GdFe_2$	фаза Лавеса	789	692	3,7
$TbFe_2$	фаза Лавеса	698	1090	5,6
$DyFe_2$	фаза Лавеса	635	1300	5,6
$PrCo_5$	гексагональная типа $CaCu_5$	912	1150	10,8
$SmCo_5$	гексагональная типа $CaCu_5$	1020	937	8,7
$GdCo_5$	типа $CaCu_5$	1014	—	—
Gd_2Co_{17}	типа Th_2Mn_{17}	1218	—	—
Gd_2Ni_{17}	типа $ThNi_{17}$	196	—	—
$Nd_2Fe_{14}B$	тетрагональная	585	9000	33

Лит.: Таблицы физических величин. Справочник, под ред. И. К. Кикоина, М., 1976; см. также *лит.* при ст. *Ферримагнетизм* и *Ферриты*.

Г. В. Сайко, А. К. Звездин.

ФЕРРИМАГНИ́ТНЫЙ РЕЗОНА́НС — резонансное поглощение эл.-магн. энергии *ферримагнетиком*, находящимся в пост. магн. поле. Наблюдался впервые Хьюиттом (W. H. Hewitt) в *ферритах* в 1949, вскоре после наблюдения (1946) *ферромагнитного резонанса* в металлах.

Теория Ф. р. может быть построена на основе классич. представлений с использованием подрешёточной гипотезы Л. Нееля (L. Neel, 1948) (см. *Ферримагнетизм*). Согласно этой гипотезе, элементарные магн. моменты ионов, находящихся в эквивалентных узлах магн. решётки ферримагнетика, объединяются в *магнитные подрешётки* с намагниченностями $\boldsymbol{M}_j$ ($j=1, 2, \ldots N$). Число подрешёток N, строго говоря, должно быть равно числу магн. ионов в примитивной элементарной магн. ячейке. Напр., для железоиттриевого граната $Y_3Fe_5O_{12}$ (ЖИГ) $N=20$. Однако типы колебаний с наинизшими частотами могут быть описаны на основе моделей с меньшим числом подрешёток, во многих случаях — на основе двухподрешёточной модели. Так, в случае ЖИГ 12 ионов Fe^{3+} в тетраэдрич. узлах и 8 таких ионов в октаэдрич. узлах объединяются соответственно в две подрешётки с антипараллельными намагниченностями. Конечно, $N-2$ высш. типов колебаний будут при этом «потеряны».

Намагниченности подрешёток $\boldsymbol{M}_j$ удовлетворяют ур-ниям, аналогичным *Ландау — Лифшица уравнению* для намагниченности ферромагнетика:

$$\frac{\partial \boldsymbol{M}_j}{\partial t} = -\gamma_j [\boldsymbol{M}_j \boldsymbol{H}_{эфj}] + \boldsymbol{R}_j. \qquad (1)$$

Здесь γ_j — магнитомеханич. отношение для j-й подрешётки; $\boldsymbol{H}_{эфj}$ — действующее на неё эфф. поле:

$$\boldsymbol{H}_{эфj} = -\frac{\partial F}{\partial \boldsymbol{M}_j} + \sum_k \frac{\partial}{\partial x_k}\left[\frac{\partial F}{\partial (\partial \boldsymbol{M}_j/\partial x_k)}\right] \quad (k=1, 2, 3); \qquad (2)$$

$\boldsymbol{R}_j$ — диссипативный член, F — плотность свободной энергии ферримагнетика. В неё входят энергия (зеемановская) во внеш. магн. поле и энергии всех учитываемых видов взаимодействия, включая обменное. Причём, в отличие от ферромагнетика, не только неоднородная, но и однородная часть эфф. поля этого взаимодействия входит в ур-ние (1).

При условии $m_j \ll M_{j0}$ (где M_{j0} — постоянные составляющие, а m_j — комплексные амплитуды переменных составляющих векторов $\boldsymbol{M}_j$) из (1) в нулевом приближении следуют условия равновесия

$$[\boldsymbol{M}_{j0} \boldsymbol{H}_{эфj0}] = 0 \qquad (3)$$

(т. е. параллельность векторов $\boldsymbol{M}_{j0}$ и $\boldsymbol{H}_{эфj0}$), а в первом приближении линейные ур-ния

$$i\omega \boldsymbol{m}_j + \gamma_j [\boldsymbol{m}_j \boldsymbol{H}_{эфj0}] + \gamma_j [\boldsymbol{M}_{j0} \boldsymbol{h}_{эфj}] - \boldsymbol{R}_j = 0. \qquad (4)$$

Проекции этих ур-ний на оси координат образуют систему связанных ур-ний, т. к. в $\boldsymbol{h}_{эфj}$ входят намагниченности и др. подрешёток. В отсутствие внеш. перем. поля эта система является системой однородных ур-ний, её решениями являются намагниченности N типов свободных колебаний, а равенство нулю её определителя даёт ур-ние для N частот этих колебаний. Диссипативный член $\boldsymbol{R}_j$ может быть записан в одной из форм, аналогичных используемым в теории ферромагн. резонанса, напр. в форме Гильберта:

$$\boldsymbol{R}_j = (\alpha_j / M_j) [\boldsymbol{M}_j \partial \boldsymbol{M}_j / \partial t].$$

С учётом $\boldsymbol{R}_j$ свободные колебания становятся затухающими, а их частоты — комплексными.

Решению системы (4) должно предшествовать нахождение векторов $\boldsymbol{M}_{j0}$. При достаточно низких темп-рах их длины можно считать заданными, а ориентации находить с помощью соотношений (3) или эквивалентных им условий минимума энергии:

$$\frac{\partial F}{\partial \theta_j} = \frac{\partial F}{\partial \varphi_j} = 0, \qquad (5)$$

где θ_j и φ_j — полярный и азимутальный углы вектора $\boldsymbol{M}_{j0}$.

При более высоких темп-рах длины и ориентации M_{j0} могут быть найдены, исходя из условий (5). Для ферримагнетиков (так же, как и для *антиферромагнетиков*) осн. состояния, т. е. ориентации векторов M_{j0} (и соответственно условия и частоты Ф. р.), оказываются различными в разных интервалах изменения внеш. пост. поля H_0.

Рассмотрим неограниченный изотропный двухподрешёточный ферримагнетик при нулевой (практически достаточно низкой) темп-ре, когда длины векторов M_{10} и M_{20} можно считать заданными. Осн. состояния для этого случая показаны на рис. 1. Первое — антипараллельное состояние реализуется в интервале значений

$$0 < H_0 < H_1 = \lambda(M_{10} - M_{20}), \qquad (6)$$

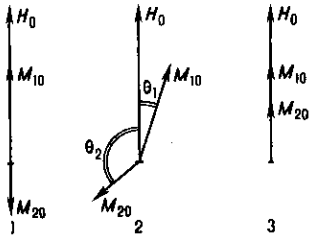


Рис. 1. Основные состояния изотропного двухподрешёточного ферримагнетика: 1 — антипараллельное; 2 — неколлинеарное; 3 — параллельное.

где λ — константа обменного взаимодействия между подрешётками. В действительности, с учётом размагничивающих полей и анизотропии, образцы конечных размеров при $H_0 < H_д$ распадаются на домены и первое (однородное) осн. состояние имеет место при $H_д < H_0 < H_1$ ($H_д \ll H_1$). Второе — неколлинеарное состояние реализуется при

$$H_1 < H_0 < H_2 = \lambda(M_{10} + M_{20}), \qquad (7)$$

а третье — параллельное — при $H_0 > H_2$; поля H_1 и H_2 наз. соответственно первое и второе обменные поля. Зависимости углов θ_1 и θ_2 между полем H_0 и, соответственно, векторами M_{10} и M_{20}, а также суммарной пост. намагниченности $M_0 = |M_{10} + M_{20}|$ от H_0 показаны на рис. 2. В неколлинеарном осн. состоянии

$$\cos\theta_1 = \frac{H_0^2 + H_1 H_2}{2H_0 \lambda M_{10}}, \quad \cos\theta_2 = \frac{H_0^2 - H_1 H_2}{2H_0 \lambda M_{20}}. \qquad (8)$$

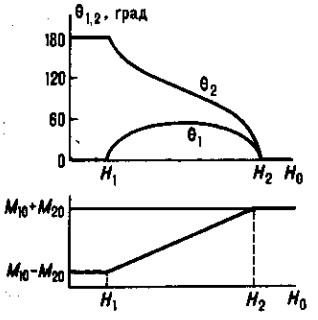
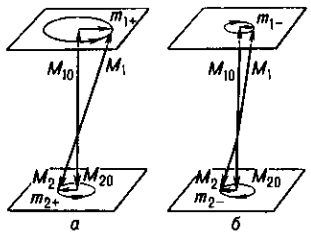


Рис. 2. Полевые зависимости углов между намагниченностями подрешёток и постоянным магнитным полем, а также суммарной постоянной намагниченности двухподрешёточного ферримагнетика.

Для рассмотрения колебаний намагниченности в первом осн. состоянии следует, спроектировав (4) на оси x и y (ось z совпадает с направлением H_0), перейти затем к циркулярным переменным $m_{j\pm} = m_{jx} \pm i m_{jy}$ ($j = 1, 2$). Тогда для m_{j+} и m_{j-} получатся независимые ур-ния. Это означает, что собственные (свободные незатухающие) типы колебаний представляют собой круговую прецессию намагниченностей M_1 и M_2 вокруг оси z (рис. 3) соответственно с правым для m_{j+} и левым для m_{j-} направлениями вращения. Для собственных частот этих колебаний ω_+ и ω_- справедливо ур-ние

$$\omega^2 \pm \omega\left[\lambda(\gamma_2 M_{10} - \gamma_1 M_{20}) - (\gamma_1 + \gamma_2) H_0\right] - \\ - \gamma_1 \gamma_2 (H_1 - H_0) H_0 = 0. \qquad (9)$$

Рис. 3. Прецессия намагниченностей подрешёток ферримагнетика в антипараллельном основном состоянии: *а* — ферромагнитный, *б* — обменный типы колебаний.



Решения его приведены на рис. 4.

Наиб. интерес представляет область малых пост. полей ($H_0 \ll H_1$). В этом случае

$$\omega_+ \simeq \frac{(M_{10} - M_{20}) H_0}{M_{10}/\gamma_1 - M_{20}/\gamma_2} \equiv \gamma_{эф} H_0, \qquad (10)$$

а $\omega_- \simeq \lambda(\gamma_2 M_{10} - \gamma_1 M_{20}) \equiv \omega_{обм}$, $\omega_- \gg \omega_+$. Отсюда следует важный вывод: в области малых полей и низких частот

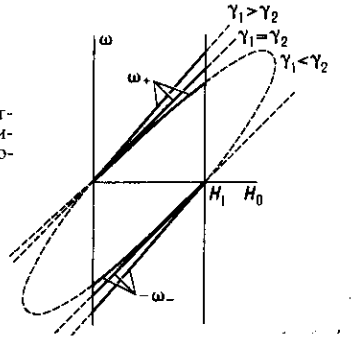


Рис. 4. Часто́ты ферримагнитного резонанса в антипараллельном основном состоянии.

(где имеет место только тип колебаний с частотой ω_+) ферримагнетик ведёт себя как ферромагнетик с намагниченностью $M_0 = |M_{10} - M_{20}|$ и эффективным g-фактором, к-рый определяется выражением (10). Тип колебаний с частотой ω_+ наз. часто ферромагнитным, а тип колебаний с частотой ω_- — обменным. Прецессия векторов намагниченностей подрешёток для ферромагн. типа колебаний (рис. 3, *а*) происходит таким образом, что эти векторы остаются приблизительно антипараллельными. Именно поэтому в приближённое выражение (10) не входит обменная постоянная λ.

Рассмотрение вынужденных колебаний показывает, что ферромагн. тип колебаний возбуждается внеш. перем. магн. полем с круговой поляризацией и правым вращением и в области малых полей и низких частот магн. восприимчивость имеет такой же вид, как для ферромагнетика с теми же эфф. параметрами. Эта эквивалентность сохраняется и при учёте формы образца, в частности для резонансных частот и компонент тензора внеш. восприимчивости малого эллипсоида. Сохраняется она и при учёте анизотропии и при учёте потерь. Ширина кривой Ф. р. для ферромагн. типа колебаний

$$\Delta H = 2\omega_+ \frac{\alpha_1 M_{10}/\gamma_1 + \alpha_2 M_{20}/\gamma_2}{|M_{10} - M_{20}|} \equiv 2\omega_+ \frac{\alpha_{эф}}{\gamma_{эф}}, \qquad (11)$$

где α_1 и α_2 — параметры диссипации подрешёток; $\gamma_{эф}$ определяется ф-лой (10), а определением $\alpha_{эф}$ является выражение (11).

Во втором, неколлинеарном, осн. состоянии также возможны два типа колебаний. Для первого концы векторов M_1 и M_2 движутся по эллипсам, однако прецессия вектора суммарной намагниченности $M = M_1 + M_2$ является круговой. Этот тип колебаний возбуждается перем. магн. полем с круговой поляризацией и правым вращением, частота его (в частном случае $\gamma_1 = \gamma_2$) $\omega_+ = \gamma H_0$ (рис. 5). Для этого типа колебаний ферримагнетик эквивалентен ферромагнетику с зависящей от H_0 (рис. 2) постоянной намагниченностью $M_0 = |M_{10} + M_{20}|$. Частота же второго типа колебаний при

всех принятых допущениях $\omega_- = 0$, и этот тип колебаний не возбуждается однородным перем. магн. полем. При учёте анизотропии частота $\omega_- \neq 0$, но будет низкой. Этот тип колебаний представляет собой т. н. мягкую моду.

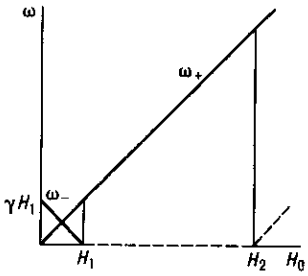


Рис. 5. Часто́ты ферримагнитного резонанса в неколлинеарном основном состоянии (при $\gamma_1 = \gamma_2$). Штриховые линии — часто́ты колебаний, которые не возбуждаются однородным переменным полем.

В третьем, параллельном, осн. состоянии ферримагнетик для одного типа колебаний также эквивалентен ферромагнетику с суммарной намагниченностью: $M_0 = M_{10} + M_{20}$.

В случае ферримагнетика с числом подрешёток, бо́льшим двух, в т. ч. и с неколлинеарными постоянными намагниченностями подрешёток, всегда существует один тип колебаний, для к-рого в слабых пост. полях весь «пучок» векторов намагниченности прецессирует как одно целое. Для этого типа колебаний ферримагнетик эквивалентен ферромагнетику и резонансная частота не зависит от констант обменного взаимодействия.

Магн. материалы, применяемые для создания магн. устройств техники СВЧ, являются ферримагнетиками (или ферритами в широком смысле этого слова). Как правило, используется ферромагн. тип колебаний, к-рый возбуждается в этом диапазоне при сравнительно небольших пост. магн. полях. Поэтому вывод об эквивалентности ферримагнетика для этого типа колебаний ферромагнетику с эфф. параметрами имеет очень большое практич. значение. Он позволяет использовать при расчёте указанных устройств сравнительно простую теорию ферромагн. резонанса.

Однако необходимо иметь в виду следующие особенности Ф. р.

1) Кроме ферромагн. типа колебаний существует $N-1$ (где N — число подрешёток) обменных типов колебаний, резонансные частоты к-рых при малых H_0 лежат обычно в ИК-диапазоне. Хотя интенсивности возбуждения их малы (пропорциональны квадратам разностей g-факторов подрешёток), соответствующие этим типам колебаний максимумы поглощения в ИК-диапазоне были обнаружены в редкоземельных ферритах со структурой граната.

2) В сильных пост. полях ($H_0 \sim (1/2)H_1$) часто́ты двух типов колебаний (в двухподрешёточной модели) становятся сравнимыми друг с другом и обе зависят от обменной константы.

3) В ещё более сильных полях ($H_1 < H_0 < H_2$) в неколлинеарном осн. состоянии кроме ферромагн. типа колебаний имеется другой — мягкая мода.

4) В нек-рых ферримагнетиках существуют точки компенсации «по темп-ре» или «по составу» — такие темп-ры или концентрации компонент, при к-рых $M_{10} - M_{20} \to 0$ (магн. точки компенсации) или $M_{10}/\gamma_1 - M_{20}/\gamma_2 \to 0$ (механич. точки компенсации). Вблизи этих точек часто́ты двух типов колебаний сближаются и даже в слабых пост. полях зависят от обменной константы. Согласно (10), $\gamma_{эф} \to 0$ в магн. точке компенсации и $\gamma_{эф} \to \infty$ — в механической. Однако это проявляется лишь как тенденция (рис. 6), т. к. вблизи точек компенсации не выполняется условие $H_0 \ll H_1$ и ф-ла (10) перестаёт быть справедливой. Характер колебаний и резонансные частоты при этом (как и в антиферромагнетиках) существенно зависят от кристаллографич. анизотропии.

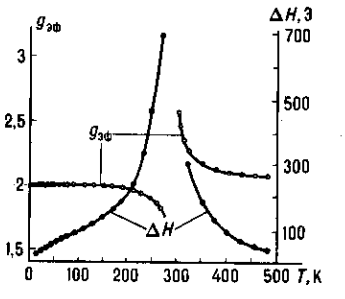


Рис. 6. Эффективный g-фактор и ширина ΔH резонансной кривой ферримагнетика $Gd_3Fe_5O_{12}$ с точками компенсации при температуре ~286 К.

Лит.: Гуревич А. Г., Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках, М., 1973; Крупичка С., Физика ферритов и родственных им магнитных окислов, пер. с нем., т. 2, М., 1976; Гуревич А. Г., Мелков Г. А., Магнитные колебания и волны, М., 1994.

А. Г. Гуревич.

ФЕРРИ́ТЫ (лат. ferrum — железо) — общее название сложных окислов, содержащих железо и др. элементы. Большинство Ф. является *ферримагнетиками* (см. также *Антиферромагнетик*, *Слабый ферромагнетизм*) и проявляет полупроводниковые или диэлектрич. свойства (см. *Магнитные диэлектрики*).

В состав Ф. входят анионы кислорода O^{2-}, образующие остов их кристаллич. решётки, в промежутках между анионами O^{2-} располагаются катионы Fe^{3+} и катионы переходных металлов. Наиб. хорошо изучены свойства Ф.-шпинелей, Ф.-гранатов, ортоферритов и гексаферритов, различающихся по своей кристаллографич. и *магнитной атомной структуре*.

К Ф. также относятся Ф.-гаусманиты (Mn_2O_3), литиевые Ф. со структурой NaCl, Ф. Са и Ва с орторомбич. структурой.

Ф.-шпинели обладают кристаллич. структурой шпинели благородной $MgAl_2O_4$ и имеют общую ф-лу $MeOFe_2O_3$, где Me — двухвалентный металл (Ni, Co, Fe, Mn и др.). К ним относятся также многочисл. смешанные Ф. состава $Me_{1-\delta}Me'_{\delta}OFe_2O_3$, где сумма валентностей Me и Me′ равняется 4.

Идеальную кристаллич. решётку шпинели можно рассматривать как одну из кубич. плотных упаковок (рис. 1).

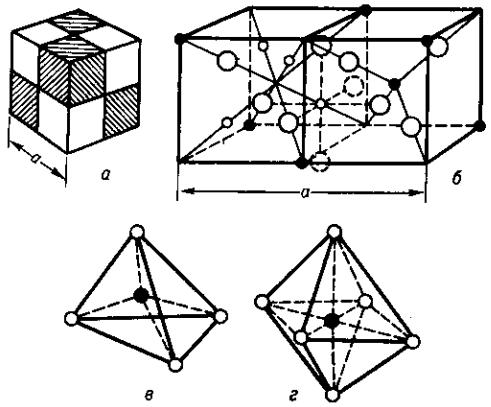


Рис. 1. Кристаллическая структура ферритов-шпинелей: *а* — схематическое изображение элементарной ячейки шпинельной структуры, разделённой на 8 октантов; *б* — расположение ионов в смежных октантах ячейки; белые кружки — анионы O^{2-}, образующие остов решётки, чёрные — катионы в октаэдрических и тетраэдрических позициях; *в* — катион в тетраэдрическом окружении; *г* — катион в октаэдрическом окружении.

Элементарная ячейка представляет собой куб, образуемый 8 молекулами, и состоит из 32 анионов. Вакантные узлы, занимаемые катионами, по структуре ближайшего окружения подразделяются на 64 тетраэдрич. (A) и 32 октаэдрич. (B) позиции. Различают нормальные, обращённые и смешанные Ф.-шпинели. В нормальных шпинелях ($ZnFe_2O_4$, $CdFe_2O_4$) узлы B заняты ионами трёхвалентного металла. В обращённых шпинелях все катионы Me находятся в B-местах, а трёхвалентные (Fe) распределены

поровну между *A*- и *B*-местами. В смешанных Ф. порядок распределения катионов произволен.

Ф. со структурой нормальной шпинели оказываются антиферромагнитными, а со структурой обращённой шпинели — ферримагнитными. Обменные взаимодействия между катионами осуществляются косвенным образом (см. *Косвенное обменное взаимодействие*) и, как правило, являются отрицательными. Наиб. сильными обычно являются обменные взаимодействия между катионами, находящимися в позициях с разл. кристаллографич. окружением.

В частично или полностью обращённых шпинелях катионы, находящиеся в узлах *A* и *B*, образуют две *магнитные подрешётки* (строго говоря, ионы Me^{2+} и Fe^{3+} в узлах *A* также образуют две подрешётки, магн. моменты к-рых ориентированы параллельно друг другу); намагниченности подрешёток *A* и *B* направлены в противоположные стороны, поэтому результирующая намагниченность обращённых шпинелей определяется магн. моментами двухвалентных ионов.

Ф.-гранаты имеют общую хим. ф-лу $Me_3Fe_5O_{12}$, где Me — трёхвалентный 4*f*-ион либо Y, Bi, Ca и др. Кристаллич. структура Ф.-гранатов очень сложна и изоморфна структуре природного минерала граната $CaAl_3(SiO)_4$. В элементарную ячейку, представляющую собой куб, входят 8 формульных единиц. По структуре ближайшего окружения наряду с тетраэдрич. (*d*) и октаэдрич. (*a*) местами существуют додекаэдрич. (*c*) места, занимаемые Me-ионами и окружённые 8 анионами O^{2-}. Из 40 ионов Fe^{3+}, находящихся в элемент. ячейке, 24 иона занимают *d*-места и 16 ионов — *a*-места. Ниже *Кюри точки*, к-рая для всех Ф.-гранатов лежит в пределах $T = 563 \pm 15$ К, в них возникает ферримагнетизм. Магн. структура Ф.-гранатов состоит из 20 *d*- и 12 *f*-магн. подрешёток. Как и в Ф.-шпинелях, наиб. сильным является косвенное обменное взаимодействие между ионами Fe^{3+} в *a*- и *d*-местах, в значит. степени определяющее значение точки Кюри. В полях до 10^2 Тл все железные подрешётки можно рассматривать как одну с результирующим магн. моментом, равным разности магн. моментов *d*-подрешёток. Магн. моменты *f*-подрешёток ориентированы антипараллельно результирующему магн. моменту *d*-подрешёток и образуют зонтичную структуру (кроме Ф.-граната Gd) (см. рис. 4 к ст. *Ферримагнетизм*). Все Ф.-гранаты, содержащие тяжёлые редкоземельные ионы, имеют точку магн. компенсации, по достижении к-рой результирующая намагниченность равна нулю. В них наблюдаются спонтанные и индуцированные внеш. магн. полем спин-переориентационные переходы (см. *Магнитный фазовый переход*).

Ортоферриты обладают кристаллич. структурой перовскита $CaTiO_3$. Среди большого ряда ортоферритов выделяются редкоземельные ортоферриты, ортохромиты и т. д. состава $RMeO_3$, где R — Tb, Dy и т. д., Me — Fe, Cr, Al. Элементарная ячейка ортоферрита включает в себя 4 формульные единицы (рис. 2). При не очень низких темпрах в ортоферритах упорядочиваются только магн. моменты ионов Fe и они являются антиферромагнетиками со слабым ферромагнетизмом. При очень низких (порядка неск. К) темп-рах ортоферриты становятся ферримагнетиками. В них наблюдаются спонтанные *ориентационные фазовые переходы* (изменение ориентации оси антиферромагнетизма), существует точка магн. компенсации слабых ферромагн. моментов и т. д.

Гексаферритами наз. соединения типа $BaFe_{12}O_{19}$, $Ba_2Me_2Fe_{12}O_{22}$, $BaMe_2Fe_{16}O_{27}$ и др., где ионы Ba могут замещаться ионами Ca, Rb, Sr. Элементарная ячейка гексаферритов состоит из шпинельных блоков, не содержащих Ba, разделённых блоками гексагональной структуры, имеющими эти ионы. В гексаферритах наблюдаются разл. типы магн. атомной структуры: существуют одноосные и легкоплоскостные гексаферриты, а также гексаферриты, обладающие конич. поверхностью лёгкого намагничивания.

Ф. в качестве *магнитных материалов* широко применяются в технике, особенно в радиотехнике и радиоэлектронике — в антеннах, сердечниках радиочастотных контуров, в СВЧ-технике (вентили и циркуляторы). Большинство Ф.-шпинелей, Ф.-гранат иттрия (железо-иттриевый гранат, ЖИГ) и нек-рые гексаферриты используются как *магнитно-мягкие материалы*. Отд. гексаферриты обладают значит. коэрцитивной силой и применяются для изготовления пост. магнитов.

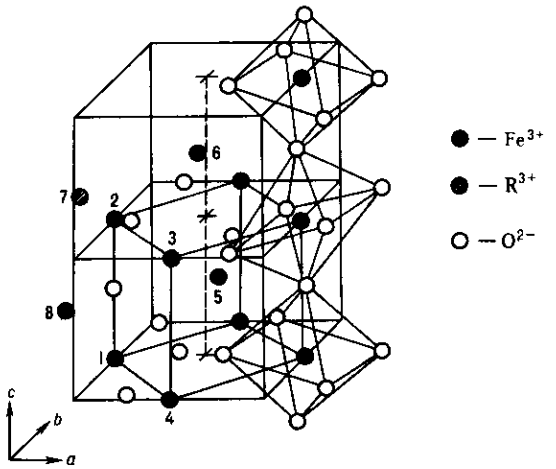


Рис. 2. Элементарная ячейка редкоземельных ортоферритов: белые кружки — анионы O^{2-}, чёрные — катионы железа, заштрихованные — катионы редкоземельных металлов. Показана структура ближайшего окружения катионов железа.

Многие Ф.-гранаты обладают рядом уникальных свойств; напр., в ЖИГ ширина линии *магнитного резонанса* составляет величину порядка 10^{-2} Тл, так что добротность резонатора может достигать неск. тысяч. Эпитаксиальные плёнки Ф.-гранатов являются одним из лучших материалов для устройств с *цилиндрическими магнитными доменами*; нек-рые из них прозрачны и имеют большой угол фарадеевского вращения (см. *Магнитооптика*). При низких темп-рах Ф.-гранаты обладают большой *магнитной анизотропией*, обусловленной редкоземельными ионами, и значит. *магнитострикцией*; в них удаётся возбудить бегущие *спиновые волны* и наблюдать рассеяние света на спиновых волнах.

Лит.: Смит Я., Вейн Х., Ферриты, пер. с англ., М., 1962; Крупичка С., Физика ферритов и родственных им магнитных окислов, пер. с нем., т. 1, М., 1976; см. также *лит.* при ст. *Антиферромагнетизм*, *Ферримагнетизм*. *А. К. Звездин, С. Н. Уточкин.*

ФЕРРОЗО́НД — прибор для измерения напряжённости магн. полей (в осн. постоянных или медленно меняющихся) и их градиентов. Действие Ф. основано на смещении петли перемагничивания магн.-мягких материалов под влиянием внеш. магн. полей. В простейшем варианте Ф. состоит из стержневого ферромагн. сердечника и находящихся на нём двух катушек: катушки возбуждения, питаемой перем. током, и измерит. (сигнальной) катушки. В отсутствие измеряемого магн. поля сердечник под действием перем. магн. поля, создаваемого током в катушке возбуждения, перемагничивается по симметричному циклу. Изменение магн. потока в сигнальной катушке, вызванное перемагничиванием сердечника по симметричному циклу, индуцирует в сигнальной катушке эдс, изменяющуюся по гармонич. закону. Если одновременно на сердечник действует измеряемое постоянное или слабо меняющееся магн. поле, то кривая перемагничивания сдвигается и становится несимметричной. При этом изменяются величина и гармоничность эдс индукции в сигнальной катушке. В частности, появляются чётные гармонич. составляющие эдс, величина к-рых пропорц. напряжённости измеряемого поля (они отсутствуют при симметричном цикле перемагничивания). Как правило, Ф. состоит из двух сердечников с обмотками, к-рые соединены так, что нечётные гармонич. составляющие практически компенсируются. Тем са-

мым упрощается измерит. аппаратура и повышается чувствительность Ф. Наиб. распространённые феррозондовые установки включают: генератор перем. тока, питающий обмотку возбуждения; фильтр для нечётных гармоник. составляющих эдс, подключённый на выходе измерит. катушки; усилитель чётных гармоник; выходной измерит. прибор. Ф. обладают очень высокой чувствительностью к магн. полю (до 10^{-4}—10^{-5} А/м). Ф. применяют для измерения магн. поля Земли и его вариаций (в частности, при поисках полезных ископаемых, создающих локальные аномалии геомагн. поля); для измерения магн. поля Луны, планет и межпланетного пространства; для обнаружения ферромагн. предметов и частиц в неферромагн. среде (напр., в хирургии при извлечении металлич. осколков), в магн. дефектоскопии и т. д.

Лит.: Афанасьев Ю. В., Феррозонды, Л., 1969; Афанасьев Ю. В., Студенцов Н. В., Щелкин А. П., Магнитометрические преобразователи, приборы, установки, Л., 1972.

ФЕРРО́ИКИ — класс кристаллич. твёрдых тел, в к-рых фазовый переход 2-го рода сопровождается изменением только точечной (поворотной) симметрии. Наряду с поворотной симметрией при фазовом переходе может меняться и трансляционная симметрия. В этом случае говорят о частичных Ф. К полным Ф. относятся кристаллы, в к-рых изменение симметрии при фазовом переходе происходит только за счёт поворотной симметрии. Кристаллы, в к-рых при фазовых переходах изменяется только трансляционная симметрия, наз. *неферроиками*.

При любом фазовом переходе 2-го рода (или 1-го рода, близкого ко 2-му) происходит потеря элементов симметрии, т. е. группа симметрии новой фазы является частью (подгруппой) группы симметрии исходной фазы (см. *Симметрия кристаллов*). В результате потери элементов поворотной симметрии кристалл приобретает новые свойства, связанные с возникновением в новой, менее симметричной фазе спонтанной макроскопич. переменной M, отсутствующей в исходной фазе. В случае *магнитного фазового перехода* M может совпадать со спонтанной намагниченностью (см. *Ферромагнетик*), в случае сегнетоэлектрич. фазового перехода — со спонтанной электрич. поляризацией (см. *Сегнетоэлектрики*), в случае структурного фазового перехода — с тензором деформации (см. *Сегнетоэластики*) и т. д. Соответствующие фазы, а также сами фазовые переходы наз. ферромагнитными, ферроэлектрическими и ферроупругими.

Величина M в общем случае является тензором. В случае ферромагнетиков и ферроэлектриков это тензор первого ранга (вектор), в случае сегнетоэластиков — тензор второго ранга, совпадающий с тензором деформации. Если M — тензор ранга $\geqslant 3$, то говорят о Ф. высшего порядка.

Эксперим. определение типа Ф. обычно осуществляется методом исследования кристаллов во внеш. полях, «переключающих» доменную структуру, возникающую при фазовом переходе с понижением поворотной симметрии. Примеры Ф. разного порядка приведены в табл.

Лит.: Aizu K., Possible species of ferromagnetic, ferroelectric and ferroelastic crystals, «Phys. Rev.», 1970, v. B2, p. 754; Newnham R. E., Cross L. E., Symmetry of secondary ferroics, «Mater. Res. Bull.», 1974, v. 9, July, p. 927, August, p. 1021; Janovec V., Dvorak V., Petzelt J., Symmetry classification and properties of equi-translation structural phase-transitions, «Czech. J.Phys.», 1975, v. B25, p. 1362; Изюмов Ю. А., Сыромятников В. Н., Фазовые переходы и симметрия кристаллов, М., 1984.

В. Н. Сыромятников.

Тип ферроиков	M	Поле, «переключающее» домены	Примеры
Ферроэлектрик	Спонтанная поляризация	Электрическое поле	$BaTiO_3$
Ферроэластик	Спонтанная деформация	Механическое напряжение	Nb_3Sn
Ферромагнетик	Спонтанная намагниченность	Магнитное поле	Fe_3O_4
Ферробимагнетик	Магнитная восприимчивость	Магнитное поле	NiO
Ферробиэластик	Коэффициенты упругости	Механическое напряжение	SiO_2
Ферромагнетоэластик	Пьезомагнитные коэффициенты	Магнитное поле или механическое напряжение	CoF_2
Ферромагнетоэлектрик	Магнитоэлектрические коэффициенты	Магнитное или электрическое поле	Cr_2O_3

ФЕРРОМАГНЕТИ́ЗМ — магнитоупорядоченное состояние вещества, в к-ром большинство атомных *магнитных моментов* параллельны друг другу, так что вещество обладает самопроизвольной (спонтанной) *намагниченностью*. Ф. устанавливается при темп-ре T ниже *Кюри точки* T_C в отсутствие внеш. магн. поля H. В более широком смысле Ф. наз. совокупность физ. свойств вещества в указанном состоянии. Вещества, в к-рых возникает ферромагн. упорядочение магн. моментов (рис. 1), наз. *ферромагнетиками*, к их числу относятся как твёрдые кристаллич. вещества (см., напр., *Магнитные диэлектрики, Магнитные полупроводники, Редкоземельные магнетики*), так и нек-рые *аморфные магнетики* и *металлические стёкла*, а также *магнитные жидкости*. Ответственным за Ф. является *обменное взаимодействие* в магнетизме, стремящееся установить спины (а следовательно, и магн. моменты) соседних атомов или ионов параллельно друг другу; в этом случае обменный интеграл имеет положит. значение.

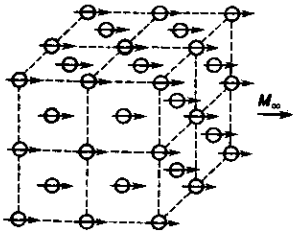


Рис. 1. Ферромагнитная коллинеарная атомная структура в гранецентрированной кубической решётке ниже точки Кюри T_C; стрелками обозначены направления атомных магнитных моментов.

Ф. обычно наблюдается в трёхмерных системах, однако возможно его возникновение и в реальных квазиодномерных и квазидвумерных системах (см., напр., *Слоистые магнетики*) без нарушения *Мёрмина — Вагнера теоремы*. Ферромагн. атомный порядок можно непосредственно наблюдать методом *магнитной нейтронографии*, к-рый позволяет также определить величины атомных магн. моментов в узлах кристаллич. решёток разл. типов и пространственное распределение плотности магн. момента вблизи них. Кроме нейтронов аналогичную информацию (в т. ч. о внутр. полях на ядрах) могут дать *ядерный магнитный резонанс*, а также *мюонной спиновой релаксации метод* и *мёссбауэровская спектроскопия*.

Магнитная восприимчивость ферромагнетиков может достигать значений 10^4—10^5 Гс/Э; их намагниченность M, возникающая во внеш. магн. поле H, растёт с его величиной нелинейно (см. *Намагничивание*) и в полях $\sim 1 \div 100$ Э может достигать *магнитного насыщения*, характеризуемого значением M_∞. Величина M зависит также от «магн. предыстории» образца, что приводит к неоднозначности ф-ции $M(H)$, или к *гистерезису магнитному*. При намагничивании и перемагничивании ферромагнетика происходит изменение размеров и формы образца (см. *Магнитострикция*); благодаря этому кривые намагничивания и петли гистерезиса зависят от внеш. напряжений. Наблюдаются также аномалии в величине и температурной зависимости упругих постоянных ферромагнетиков — т. н. ΔE-эффект и др. (см. *Механострикция, Магнитомеханические явления*), а также коэф. линейного и объёмного

расширения. При адиабатич. намагничивании или размагничивании ферромагнетики изменяют свою темп-ру (см. *Магнитокалорический эффект, Магнитное охлаждение*). В ферромагн. монокристаллах наблюдается обычно резкая *магнитная анизотропия* (рис. 2). В поликристаллах с хаотич. распределением ориентаций зёрен анизотропия в среднем по образцу отсутствует, но при однородном распределении этих ориентаций она может возникать (см. *Магнитная текстура*). В результате конкуренции обменного и магн. дипольного взаимодействий происходит разбиение конечного ферромагн. образца на *ферромагнитные домены* (см. также *Магнитная доменная структура*).

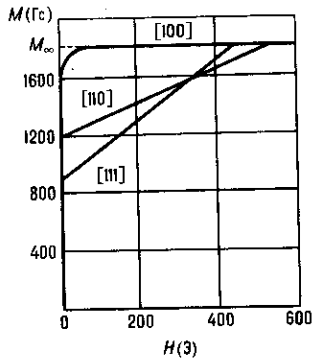


Рис. 2. Зависимость намагниченности M от магнитного поля для трёх главных кристаллографических осей монокристалла Fe (тип решётки — объёмноцентрированная кубическая, направление [100] — ось лёгкого, [110] — ось трудного и [111] — ось труднейшего намагничивания).

Магн. и др. физ. свойства (в т. ч. электрич., тепловые, гальваномагн., магнитооптические) ферромагнетиков обладают ярко выраженной зависимостью от темп-ры, особенно вблизи T_C. Спонтанная (при $H=0$) намагниченность M_s имеет максимум при 0 К и монотонно стремится к нулю при $T \to T_C$ (рис. 3). Выше T_C ферромагнетик переходит в парамагн. состояние, а в нек-рых случаях (редкоземельные металлы) — в антиферромагнитное, что представляет собой частный случай *магнитного фазового перехода* 2-го рода. *Магнитная проницаемость* (или магн. восприимчивость) ферромагнетиков имеет резко выраженный максимум вблизи T_C; при $T > T_C$ уд. восприимчивость χ обычно следует *Кюри — Вейса закону*. В более общих случаях в ферромагнетиках могут происходить *ориентационные фазовые переходы*, при к-рых перестраивается *магнитная атомная структура* и изменяется *магнитная симметрия* ферромагнетика. Важный класс ферромагнетиков представляют собой *магнитные сверхпроводники*, в к-рых достигается сосуществование явлений Ф. и сверхпроводимости.

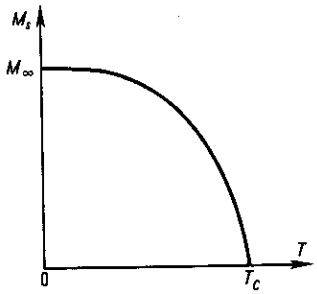


Рис. 3. Схематический ход температурной зависимости спонтанной намагниченности ферромагнетика; M_∞ — значение M_s в состоянии магнитного насыщения, T_C — точка Кюри.

Классификация и основные модели ферромагнетиков. Необходимый признак Ф. вещества — наличие постоянных (не зависящих от внеш. магн. полей) магн. (спиновых или орбитальных, либо тех и других вместе) моментов электронных оболочек у составляющих его атомов (ионов) (Fe, Co, Ni и др.). Однако при конденсации магнитно-активных атомов (ионов) в кристалл или аморфное тело их электронные оболочки часто претерпевают такую деформацию, что кристалл или аморфное тело уже не обладает в своих узлах пост. магн. моментами. Наиб. перестройке при конденсации подвергается самый наружный (валентный) слой электронной оболочки. Это обусловлено тем, что волновые ф-ции валентных электронов у соседних атомов в твёрдом теле сильно перекрываются, что приводит к коллективизации бывших валентных электронов. В случае *металлов* они при этом образуют *ферми-газ* (или *ферми-жидкость*) электронов проводимости, а в неметаллич. веществах — локализованные спин-насыщенные связи. В обоих случаях, как правило, для осн. состояния ($T=0$ К и $H=0$) намагниченность $M=0$. Если атомы, из к-рых построен образец, не относятся к переходным элементам, то электронная оболочка ионных остовов в соответствии с *Паули принципом* имеет замкнутый характер и обладает *диамагнетизмом*. Более детальные исследования с помощью *ядерного магнитного резонанса, Мёссбауэра эффекта* и ядерной теплоёмкости обнаружили на атомных ядрах (Fe, Co, Ni и др.) очень сильные магн. поля — до 10^5 — 10^6 Э, источником к-рых являются «деформированные» внутренние 1*s*-, 2*s*- и 3*s*-слои оболочки ионных остовов. Электроны проводимости, подмагниченные благодаря обменному взаимодействию с *d*- или *f*-слоями атомной оболочки, участвуют в спонтанной намагниченности ферромагнетика.

В случае, когда ферромагнетик построен из атомов переходных элементов, в нём возможно сохранение не зависящего от внеш. поля магн. момента. При этом можно различать 4 осн. типа веществ: 1) металлич. вещества (чистые металлы, сплавы и соединения) на основе переходных элементов с недостроенными *d*-слоями (прежде всего 3*d*-слоями у атомов группы Fe); 2) металлич. вещества на основе переходных *f*-элементов [в первую очередь редкоземельных (РЗМ) с недостроенным 4*f*-слоем]; 3) неметаллич. соединения при наличии хотя бы одного компонента из переходных *d*- или *f*-элементов; 4) сильно разбавленные растворы парамагн. ионов *d*- или *f*-элементов в диамагн. веществах. Появление во всех этих веществах атомного магн. порядка обусловлено *обменным взаимодействием* в магнетике. В неметаллич. веществах (тип 3) это взаимодействие носит косвенный характер (см. *Косвенное обменное взаимодействие*), при к-ром магн. порядок электронных магн. моментов недостроенных *d*- или *f*-слоев в ближайших соседних парамагн. ионах устанавливается при активном участии электронов внешних замкнутых слоёв магн.-нейтральных ионов (O^{2-}, S^{2-}, Se^{2-} и т. п.), расположенных между магнитно-активными ионами. В большинстве случаев здесь устанавливается антиферромагн. порядок, к-рый может привести либо к чистому *антиферромагнетизму*, если в каждой элементарной ячейке кристалла суммарный магн. момент всех ионов равен нулю, либо к *ферримагнетизму* или *слабому ферромагнетизму*, если он отличен от нуля. Есть такие случаи, когда взаимодействие и в неметаллич. веществах носит ферромагн. характер (все магн. моменты в ячейке параллельны). Общим для веществ типа 1, 2 и 4 является наличие в них системы ферми-частиц — коллективизированных (зонных) электронов проводимости. Эта система, хотя в ней существует подмагничивающая тенденция (обменные силы), как правило, не имеет магн. порядка и обладает парамагнетизмом Паули, если он не подавлен диамагнетизмом самих электронов проводимости или системы ионных остовов с замкнутыми оболочками. Парамагнетизм преобладает во всех непереходных металлах и большинстве переходных *d*-металлов (целиком группы Pd и Pt, а в группе Fe — у Sc, Ti и V).

Магн. порядок в металлич. веществах (тип 1, 2 и 4) различен по своему происхождению. Недостроенные 4*f*-слои ионов РЗМ-элементов (тип 2) имеют очень малый радиус по сравнению с параметром кристаллич. решётки, и поэтому волновые ф-ции этих электронов у соседних узлов в кристалле или у соседей в аморфном теле практически не перекрываются. Следовательно, в таких веществах невозможен сколько-нибудь существенный прямой обмен. Его также нельзя ожидать и между сильно удалёнными друг от друга парамагн. *d*- или *f*-ионами в сильно

разбавленных сплавах (тип 4). Т. о., следует ожидать, что в веществах типа 2 и 4 энергетич. параметр (обменный интеграл) прямого обмена исчезающе мал. Поэтому в таких веществах обменное взаимодействие, приводящее к магн. атомному порядку, должно носить характер косвенной связи магн. ионов через электроны проводимости, или т. н. *РККИ-обменного взаимодействия*. Наконец, в веществах типа 1 электроны, принимающие активное участие в атомном магн. порядке, состоят из бывших 3*d*- и 4*s*-электронов изолир. атомов. В отличие от 4*f*-слоёв РЗМ-ионов, имеющих очень малый радиус, более близкие к периферии 3*d*-электроны атомов группы Fe испытывают более существенную коллективизацию и совместно с 4*s*-электронами образуют общую ферми-жидкость электронов проводимости. Однако в отличие от нормальных (непереходных) металлов, эта система в *d*-металлах обладает гораздо большей плотностью состояний вблизи поверхности Ферми, что благоприятствует обменным силам в их конкуренции с размагничивающими «тенденциями» ферми-газа (см. *Паули парамагнетизм*) и приводит к Ф. в Fe, Co, Ni и их многочисл. сплавах и соединениях. В последнее время начали интенсивно исследоваться т. н. кондовские ферромагнетики ($CeRh_3Be_2$, $CeSi_x$ и др.), в к-рых *f*-электроны (обычно от Ce) частично делокализуются за счёт *Кондо эффекта*. Эти вещества по ряду свойств напоминают РЗМ-ферромагнетики, а по другим — зонные магнетики на основе *d*-металлов; не совсем обычными свойствами обладают и актинидные магнетики, среди к-рых встречаются ферромагнетики.

В целом квантовая теория Ф. даёт возможность качественно понять возникновение Ф. как результата положит. обменного взаимодействия. Однако количественно она далека от завершения. В последовательной микроскопич. теории прежде всего нужно определить знак осн. энергетич. параметра обменного взаимодействия ($\varepsilon_{об}$, см. в ст. *Магнетизм*). Для этого необходимо знать энергетич. спектр и волновые ф-ции системы электронов, участвующих в Ф. Однако пока точных сведений об этих величинах нет, и поэтому приходится пользоваться приближёнными подходами. Существуют 3 осн. модели Ф.: а) модель локализованных атомных магн. моментов (см. *Гейзенберга модель*, а также полярная модель и *Хаббарда модель*); б) модель коллективизированных электронов, предложенная Я. И. Френкелем и Э. Стонером (E. Stoner) (см. *Стонера модель, Зонный магнетизм*); в) $s-d(f)$-обменная модель (см. *Шубина — Вонсовского модель* и *Зинера модель*). В модели а) предполагается, что атомные магн. моменты жёстко локализованы около узлов решётки и не принимают участия в процессах переноса в веществе. Эта модель лучше всего подходит для описания магн. порядка в неметаллич. веществах (тип 3). В модели б) предполагается, что в ферми-системе электронов проводимости сильная обменная связь делает энергетически более выгодным Ф. Эта модель лучше всего подходит для объяснения Ф. *d*-металлов. Наконец $s-d(f)$-обменная модель в известном смысле объединяет первые две, допуская подмагничивание системы электронов проводимости. Модель в) лучше всего подходит для описания веществ типа 2 и 4. Большое эвристич. значение имеет изучение сильно разбавленных растворов (тип 4), а также *Кондо-решёток*, поскольку выяснение условий «сохранения», а иногда и резкого увеличения магн. моментов в сплаве (за счёт поляризации окружающей атом примеси электронов проводимости диамагн. матрицы) по сравнению с их значением в изолир. парамагн. ионах может прояснить детали возникновения Ф. в *d*-металлах, их сплавах и соединениях.

Теория самопроизвольной намагниченности. Конкретные расчёты по всем трём моделям Ф. могут проводиться как в квазиклассич. и феноменологич. приближениях, так и с помощью квантовомеханич. методов, в т. ч. метода функционала спиновой плотности. При квазиклассич. описании Ф. учитывают введением молекулярного поля. В простейшем расчёте для газа из N электронных спинов (на основе *Изинга модели*) их можно разбить соответственно двум возможным проекциям на r «правых» и $N-r=l$ «левых». Тогда относит. намагниченность системы «вправо» равна $y=(r-l)/N$. Энтропия «газа» при пренебрежении взаимодействием между спинами равна $S(y)=k\ln(N!/r!l!)$ (k — *Больцмана постоянная*). Если энергия «газа» U не зависит от y, то свободная энергия равна

$$F(y)=TS(y)=\frac{1}{2}NkT\left[(1+y)\ln(1+y)+\right.$$
$$\left.+(1-y)\ln(1-y)\right]. \qquad (1)$$

Из условия минимума (1) следует, что $y=0$, т. е. Ф. отсутствует. Для его существования необходимо принять, что U зависит от y. В простейшем случае (гипотеза *молекулярного поля* Вейса)

$$U=-NA'y^2, \qquad (2)$$

где $A'>0$ — постоянная молекулярного поля, отнесённая к одному спину. Из условия минимума $F(y)=-NA'y^2-TS(y)$ находим:

$$y=\mathrm{th}(T_C y/T), \qquad (3)$$

где $T_C=2A'/k$ — точка Кюри. Ф-ла (3) даёт выражение для зависимости $M_\infty(T)$ при $H=0$, качественно согласующееся с кривой на рис. 3.

В квазиклассич. и феноменологич. подходе были даны многочисл. уточнения приведённого расчёта. В частности, проводился учёт ближнего магн. порядка (метод Бете — Пайерлса — Вейса), развита термодинамич. теория ферромагн. превращения (см. *Ландау теория*), в рамках к-рой был также рассмотрен вопрос о температурной зависимости разл. физ. свойств ферромагнетиков вблизи точки Кюри. Последние обычно описываются степенным законом типа $(T-T_C)^\alpha$, где показатель степени α наз. *критическим показателем*. Эти показатели для намагниченности, теплоёмкости, восприимчивости вычисляются в рамках моделей Изинга, Гейзенберга и более общих схем по Ландау, а также на основе ренормализационной группы по Вильсону (см. *Эпсилон-разложение*). Более строгое уточнение приведённого выше расчёта дала квантовая механика, оправдавшая выбор зависимости (2) и объяснившая физ. природу параметра A' как меры обменной связи, зависящей от взаимной ориентации электронных спинов. Согласно Дираку (см. *Обменное взаимодействие* и *Гейзенберга модель*), оператор обменной энергии системы электронных спинов имеет вид

$$\hat{H}_{обм}=-2\sum_{q,q'}A_{qq'}\hat{S}_q\hat{S}_{q'}, \qquad (4)$$

где $\hat{S}_q$ — оператор вектора спина атома в узле q; $A_{qq'}$ — интеграл обмена между электронами в узлах q и q'. Если $A_{qq'}$ резко падает с расстояниями между узлами, то можно ограничиться приближением ближайших соседей и, введя обозначение $A_{q,\,q\pm1}=A$, написать (4) в форме

$$\hat{H}_{обм}\approx-2A\sum_{\langle\text{ближ. сос.}\rangle}\boldsymbol{S}_q\boldsymbol{S}_{q'}. \qquad (5)$$

Квадрат суммарного спина всех N электронов равен

$$\left(\sum_q\hat{\boldsymbol{S}}_q\right)^2=\sum_q\hat{\boldsymbol{S}}_q^2+\sum_{q\neq q'}\hat{\boldsymbol{S}}_q\hat{\boldsymbol{S}}_{q'}=Ns(s+1)+\sum_{q\neq q'}\hat{\boldsymbol{S}}_q\hat{\boldsymbol{S}}_{q'}=S(S+1),$$

где S — полное спиновое квантовое число системы, а s — одного узла. Число членов парных произведений равно $N(N-1)$. Поэтому ср. значение отд. члена этой суммы равно

$$\overline{\hat{S}_q\hat{S}_{q'}}=\left[S(S+1)-Ns(s+1)\right]/N(N-1).$$

Число членов в сумме (5) равно $(1/2)zN$, где z — число ближайших соседей у узла решётки. Т. о., ср. значение гамильтониана системы равно

$$\overline{\hat{H}}=-\left[zA/(N-1)\right]\left[S(S+1)-Ns(s+1)\right].$$

Поскольку $s\sim1$, а S — порядка намагниченности всей системы $M=Ny$ (в единицах магнетона Бора μ_B), то в ферромагнетике с точностью до членов $\sim1/N$

$$\overline{\hat{H}} = -\frac{zsA}{N} M^2 = -Nzs A \nu^2. \qquad (6)$$

Этот расчёт проведён в т. н. приближении энергетических центров тяжести [4]. Из сравнения (6) и (2) видно, что параметр A' квазиклассич. теории определяется обменной энергией A, т. е. $A' = zsA$. Для определения величины и знака A нужна более точная теория, к-рую дают, напр., микроскопич. расчёты обменных взаимодействий в металлах методом функционала спиновой плотности, исходя лишь из кристаллич. структуры и порядкового номера в таблице Менделеева [11]. Используются также нек-рые усложнения гейзенберговского гамильтониана, напр. с помощью учёта неск. типов обменных интегралов между разл. соседями в узлах решётки (подробнее см. *Спиновый гамильтониан*). При низких T, используя метод *вторичного квантования*, удалось провести более точный расчёт энергетич. спектра ферромагнетика. Ограничиваясь состояниями, близкими к основному (при 0 К), в к-ром спины всех магнитно-активных электронов взаимно параллельны, можно найти собств. значения оператора (5), имеющие вид суммы энергий отд. элементарных возбуждений (квазичастиц) — *спиновых волн*, или ферромагнонов. Каждый ферромагнон несёт с собой магн. возбуждение системы и уменьшает M_∞ на величину магн. момента одного узла решётки. С ростом T возбуждается всё больше спиновых волн. Пока их мало, они образуют идеальный газ бозевских квазичастиц (см. *Бозоны*); с ростом T их число растёт $\sim T^{3/2}$; поэтому температурная зависимость M_∞ вблизи 0 К имеет вид

$$M_\infty(T) = M_\infty(0)\left[1 - \alpha (T/T_C)^{3/2}\right],$$

где $M_\infty(0)$ — предельное значение $M_\infty(T)$ при 0 К (см. *Блоха закон*). Знание спектра спиновых волн важно для изучения явления *ферромагнитного резонанса*, распространения упругих колебаний в ферромагнетике и всего комплекса физ. свойств при низких темп-рах.

Применение квантово-статистич. методов (см. *Грина функция, Матрица плотности*) открывает новые возможности для построения более точной микроскопич. теории Ф. В частности, в рамках локализов. модели из этой теории следует, что при 0 К ср. атомный магн. момент, приходящийся на один узел, должен быть кратен μ_B. Однако опыт показывает, что особенно в d-металлах, сплавах и соединениях эта величина заметно меньше момента изолир. атома (иона) и, кроме того, она существенно дробная (в единицах μ_B). Это противоречие модели локализов. спинов с опытом связано с пренебрежением коллективизацией $3d$-электронов в металле, а также обменным $s-d(f)$-взаимодействием.

В рамках зонной модели Ф. эта трудность в принципе исчезает (см. *Зонный магнетизм*). Ф. в ферми-газе возможен при спонтанном «сдвиге» на $\delta\mathscr{E}$ энергии уровней в подполосе для «правых» и «левых» спинов, обусловленном обменным взаимодействием (рис. 4). При таком сдвиге, для того чтобы в равновесии ферми-энергия $\mathscr{E}_F$ в подполосах была одинаковой, надо ν электронов на атом перенести из левой подполосы в правую. Это увеличивает кинетич. энергию на атом на величину $\nu\delta\mathscr{E}$ (если число ν не очень велико). Обменная энергия определяется связью пар электронов; она пропорц. квадрату числа электронов в каждой подполосе (числа электронов в единице объёма в правой и левой подполосах равны n_+ и n_-). В парамагн. состоянии $n_+ = n_- = n/2$. Изменение энергии системы при переходе из пара- в ферромагн. состояние равно

$$\nu\delta\mathscr{E} - \frac{1}{n}\left[\left(\frac{n}{2}+n\nu\right)^2 - \left(\frac{n}{2}-n\nu\right)^2 - 2\left(\frac{n}{2}\right)^2\right]\varepsilon_{об} = \qquad (7)$$
$$= \nu\delta\mathscr{E} - 2n\nu^2\varepsilon_{об},$$

где $\varepsilon_{об}$ — ср. обменная энергия на пару электронов. Отношение $n\nu/\delta\mathscr{E} = n\mathscr{E}_F$ определяет плотность электронных уровней (рис. 4) около ферми-энергии $\mathscr{E}_F$. Если ввести безразмерный параметр $\eta = 2\nu\varepsilon_{об}/\delta\mathscr{E} = 2\varepsilon_{об} n(\mathscr{E}_F)/n$, то из (7) следует, что при $\eta > 1$ в равновесии имеет место Ф., а при $\eta < 1$ — парамагнетизм. Условие, или критерий, для Ф. ($\eta > 1$) легче выполняется в металлах с бóльшими плотностями состояния при $\mathscr{E}_F$ и большей энергией $\varepsilon_{об}$. Из рис. 4 видно, что ср. атомный момент отнюдь не должен быть целочисленным в единицах μ_B и равняться его значению для изолир. атома (иона).

Недостатком зонной модели является неучёт корреляц. энергии, к-рая может существенно изменить все количеств. и даже качеств. оценки приведённого расчёта (напр., критерий Ф.). Получены и более точные результаты, напр. при использовании метода расчёта с функционалом спиновой плотности. Помимо этого, зонная модель Ф. получила существ. развитие в работах, начатых Мория [22], в к-рых был произведён учёт *спиновых флуктуаций* в ферромагн. системе электронов проводимости металлов и сплавов.

$s-d(f)$-обменная модель позволяет учесть не только пассивную роль электронов проводимости (напр., их подмагничивание со стороны «магнитных» f-слоёв в РЗМ-металлах), но и их активное участие в самом процессе установления Ф. благодаря косвенному РККИ-взаимодействию. Качественно это можно описать так. Если ср. относит. намагниченность $d(f)$-электронов на узел равна $m_{d(f)}$, а электронов проводимости — m_s, то энергия $s-d(f)$-обмена на узел равна $A_{sd(f)} m_{d(f)} m_s$, где $A_{sd(f)}$ — параметр $s-d(f)$-связи. Добавка к ферми-энергии, связанная с намагниченностью электронов проводимости, равна $(1/2) A_\Phi m_s^2$, где $A_\Phi = N\mu_B^2/\chi_P$ и $\chi_P = 2\mu_B^2 n(\mathscr{E}_F)$ — спиновая парамагн. восприимчивость (см. *Паули парамагнетизм*). При квадратичном законе дисперсии электронов $\chi_P \approx N\mu_B^2/\mathscr{E}_F$, так что $A_\Phi \sim \mathscr{E}_F$. Полная энергия на узел, зависящая от $m_{d(f)}$ и m_s, равна

$$\mathscr{E}(m_{d(f)}, m_s) = -A_{sd(f)} m_{d(f)} m_s + \frac{1}{2} A_\Phi m_s^2. \qquad (8)$$

Энтропия сильно вырожденного газа электронов проводимости в металлах очень мала; поэтому равновесные значения $m_{d(f)}$ и m_s находят из условия минимума энергии (8) при условиях: $|m_s| \leqslant m_{s\max}$ и $|m_{d(f)}| \leqslant m_{d(f)\max}$. Одно из возможных решений имеет вид

$$m_s = \frac{A_{sd(f)}}{A_\Phi} m_{d(f)}, \quad m_{d(f)} = m_{d(f)\max}. \qquad (9)$$

Отношение $A_{sd(f)}/A_\Phi \sim 0{,}1 \div 0{,}01$; m_s составляет $\sim 1 \div 10\%$ от $m_{d(f)} + m_s$. Подстановка (9) в (8) даёт

$$\mathscr{E}_{\min}(m_{d(f)}) = -(1/2)\left(A_{sd(f)}^2/A_\Phi\right) m_{d(f)}^2.$$

Т. о., эфф. параметр косвенного обмена типа РККИ между внутренними $d(f)$-электронами, взаимодействующими с электронами проводимости, равен

$$A_{\text{косв. РККИ}} = A_{sd(f)}^2/A_\Phi \approx A_{sd(f)}^2/\mathscr{E}_F. \qquad (10)$$

В данном приближении он всегда > 0, т. е. способствует Ф. Более точный расчёт (10) показывает, что обмен типа РККИ сравнительно дальнодействующий ($\sim 1/r^3$) и носит осциллирующий знакопеременный характер.

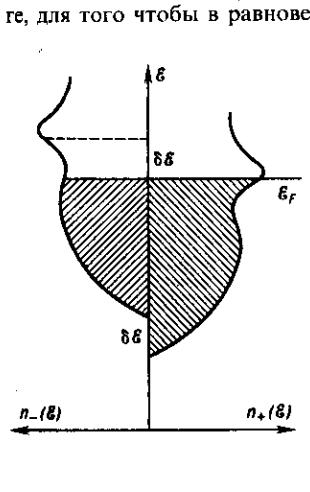


Рис. 4. Схематическое изображение смещения на $\delta\mathscr{E}$ кривых плотностей электронных состояний $n_\pm(\mathscr{E})$ для «правых» (+) и «левых» (−) спинов, обусловленного обменным взаимодействием, в энергетической полосе проводимости d-металла; $\mathscr{E}_F$ — ферми-энергия.

Обменная $s-d(f)$-модель позволяет также установить связь между электронами проводимости РЗМ-металлов и особенностями их атомной магн. структуры, к-рая имеет вид неколлинеарных винтовых структур. Эта модель, если её дополнить учётом магн. (спин-орбитального) взаимодействия, позволяет также объяснить в принципе все аномалии электронных свойств ферромагнетиков, связанных с существованием в них спонтанной намагниченности. Учёт магн. (релятивистских) взаимодействий позволяет объяснить природу магн. анизотропии и магнитострикции.

Ещё в 1947 Ж. М. Латтинжер и Л. Тисса [12] высказали гипотезу о возможности существования «дипольного ферромагнетизма» в системе свободно вращающихся магн. диполей даже в отсутствие обменного взаимодействия или при весьма слабом обменном взаимодействии. Экспериментально такой Ф. обнаружен в 1990 [13] в образце ГЦК-структуры РЗМ-соли $Cs_2NaR(NO_2)_6$ (где R = Dy, Er, Gd, Nd), в к-рой магн. ионы находятся на достаточно удалённом расстоянии и поэтому обменная связь (~ 10 мК) на порядок меньше дипольной энергии (~ 100 мК), а точки Кюри расположены в интервале $60 \div 6{,}5$ К.

Теория кривой намагничивания ферромагнетиков. Из опыта известно, что при $H=0$ термодинамическому устойчивому состоянию макрообразца (минимуму термодинамич. потенциала) отвечает размагниченное состояние, ибо в противном случае на поверхности образца, как правило, образуются магн. полюса, создающие размагничивающее поле $H_\circ$, с к-рым связана большая положит. энергия. Т. о., возникает тенденция размагничивания конечных образцов, хотя обменные силы стремятся их «намагнитить». В результате происходит разбиение ферромагн. образца на макрообласти однородной намагниченности. Эту гипотезу высказал ещё в 1907 П. Вейсс (P. Weiss), а количественно обосновали впервые в 1935 Л. Ландау и Е. Лифшиц (см. *Ферромагнитные домены* и *Магнитная доменная структура*). Теория Ф. качественно определяет размеры и форму доменов, к-рые зависят от конкуренции разл. взаимодействий внутри ферромагнетика. Равновесная структура доменов при $H=0$ имеет вид совокупности связанных замкнутых магн. потоков внутри образца. Наряду с осн. доменами могут возникать и вторичные, т. н. замыкающие, домены. Магн. доменная структура является весьма структурно чувствительной. Между доменами образуются промежуточные слои, или стенки (см. *Доменная стенка, Блоха стенка, Нееля стенка*), конечной толщины, в к-рых вектор M_α непрерывно меняет своё направление от ориентации, отвечающей вектору M_α в одном домене, до ориентации, отвечающей направлению M_α его соседа. На образование этих стенок затрачивается положит. энергия, но её величина по всему образцу меньше энергии поля $H_\circ$, к-рая возникла бы в отсутствие доменов. При нек-рых критически малых размерах ферромагн. образцов возникновение в них неск. доменов может стать энергетически невыгодным, тогда частицы остаются при $T<T_C$ однородно намагниченными (см. *Однодоменные частицы*). Этим объясняются особые свойства тонких ферромагн. порошков и изделий из них (см. *Магнитно-твёрдые материалы*). Среди них получили довольно широкое распространение коллоидные растворы однодоменных ферромагн. частиц, образующих магн. жидкости, имеющие перспективные области применения в технике и медицине. Весьма специфич. характер носит ферромагн. доменная структура в тонкой *магнитной плёнке* (см. также *Цилиндрические магнитные домены*). Кривые намагничивания и петли гистерезиса в ферромагнетиках, т. е. все процессы перемагничивания, определяются, в первую очередь, изменениями доменной структуры во внеш. магн. поле H, т. е. путём изменения объёма доменов с разл. ориентацией векторов M_α в них за счёт смещения границ доменов (см. *Доменной стенки динамика, Доменопродвигающая структура*). Кроме того, играет роль и вращение векторов M_α в направлении внеш. поля. В размагниченном состоянии (с точностью до объёма, занятого доменными стенками) имеем $\sum_i M^i_\alpha v_i \cos\theta_i = 0$, где суммирование идёт по всем i-м доменам; v_i — объём i-го домена; θ_i — угол между вектором M^i_α в i-м домене и любой фиксир. осью в образце, напр. совпадающей с ориентацией намагничивающего поля. При включении поля вдоль этой оси в направлении поля появляется отличная от нуля намагниченность:

$$\delta M_\alpha = M_\alpha \sum_i \cos\theta_i \delta v_i + M_\alpha \sum_i v_i \delta(\cos\theta_i). \qquad (11)$$

Первое слагаемое в (11) обусловлено ростом объёмов доменов, M_α в к-рых направлены относительно H энергетически более выгодно, за счёт объёмов доменов, намагниченных менее выгодно; всё это осуществляется путём процессов смещения доменных стенок. Второе слагаемое в (11) обусловлено процессами вращения векторов M_α. Уд. магн. восприимчивость ферромагнетиков, т. о., приближённо равна сумме $\chi = \chi_{\text{смещ}} + \chi_{\text{вращ}}$. Анализ реальных кривых показывает, что в слабых полях $\chi_{\text{смещ}} \gg \chi_{\text{вращ}}$, а в более сильных (после крутого подъёма кривой) $\chi_{\text{вращ}} \gg \chi_{\text{смещ}}$. При размагничивании ферромагнетика из состояния магн. насыщения происходит восстановление доменной структуры путём возникновения зародышей перемагничивания — областей с обратной (по отношению к первоначальной) намагниченностью. В. Дёрингом (W. Döring) в 1939 была разработана достаточно строгая и общая теория роста таких зародышей, к-рая хорошо подтверждена экспериментально [9, 4].

Из-за структурной чувствительности доменной структуры и процессов намагничивания и перемагничивания количеств. теория кривых намагничивания и петель гистерезиса ферромагнетиков находится в нач. стадии развития. Лишь в случае расчёта кривых намагничивания идеальных монокристаллов определ. формы в области, где $\chi_{\text{вращ}} \gg \chi_{\text{смещ}}$ [1], можно развить строгую количеств. теорию для образцов простой формы (напр., эллипсоидов), допускающей однородность намагниченности при их структурной и хим. однородности. Теория кривых намагничивания и петель гистерезиса имеет важное значение для разработки новых и улучшения существующих *магнитных материалов*, играющих весьма важную и всё возрастающую роль в совр. технике (напр., в магн. дефектоскопии и структурном анализе, а также при конструировании элементов памяти ЭВМ, ускорительных секций, накопительных колец и т. п.).

Лит.: 1) Акулов Н. С., Ферромагнетизм, М.—Л., 1939; 2) Бозорт Р., Ферромагнетизм, пер. с англ., М., 1956; 3) Вонсовский С. В., Шур Я. С., Ферромагнетизм, М.—Л., 1948; 4) Вонсовский С. В., Магнетизм, М., 1971; 5) Дорфман Я. Г., Магнитные свойства и строение вещества, М., 1955; 6) Туров Е. А., Физические свойства магнитоупорядоченных кристаллов, М., 1963; 7) Вонсовский С. В., Изюмов Ю. А., Электронная теория переходных металлов, «УФН», 1962, т. 77, в. 3, с. 377; 1962, т. 78, в. 1, с. 3; 8) Теория ферромагнетизма металлов и сплавов. Сб. ст., пер. с англ., М., 1963; 9) Becker R., Döring W., Ferromagnetismus, B., 1939; 10) Kneller E., Ferromagnetismus, B.— [u. a.], 1962; 11) Magnetism, A treatise on modern theory and materials, ed. by G. T. Rado, H. Suhl, v. 1. Magnetic ions in insulators, their interactions, resonances and optical properties, N. Y.—L., 1963; v. 2A. Statistical models, magnetic symmetry, hyperfine interactions and metals, N. Y.—L., 1965; v. 2B. Interactions and metals, N. Y.—L., 1966; v. 3. Spin arrangements and crystal structure, domains and micromagnetics, N. Y.—L., 1963; v. 4; Herring C. (сост.), Exchange interactions among itinerant electrons, N. Y.—L., 1966; 12) Luttinger J. M., Tisza L., Theory of dipole interaction in crystals, «Phys. Rev.», 1946, v. 70, p. 954; 1947, v. 72, p. 257; 13) Roser M. R., Corruccini L. R., Dipolar ferromagnetic order in a cubic system, «Phys. Rev. Lett.», 1990, v. 65, p. 1064; 14) Тябликов С. В., Методы квантовой теории магнетизма, 2 изд., М., 1975; 15) Нагаев Э. Л., Физика магнитных полупроводников, М., 1979; 16) Уайт Р., Квантовая теория магнетизма, пер. с англ., 2 изд., М., 1985; 17) Тикадзуми С., Физика ферромагнетизма. Магнитные свойства вещества, пер. с япон., М., 1983; 18) Никитин С. А., Магнитные свойства редкоземельных металлов и их сплавов, М., 1989; 19) Куркин М. И., Туров Е. А., ЯМР в магнитоупорядоченных веществах и его применения, М., 1990; 20) Тикадзуми С., Физика ферромагнетизма. Магнитные характеристики и практические применения, пер. с япон., М., 1987; 21) Изюмов Ю. А., Скрябин Ю. Н., Статистическая механика магнитоупорядоченных систем, М., 1987; 22) Мория Т., Спиновые флуктуации в магнетиках с коллективизированными электронами, пер. с англ., М., 1988; 23) Анисимов В. И. и др., Зонная теория

магнетизма металлов и сплавов, «УФН», 1988, т. 155, в. 4, с. 721; 24) Ирхин В. Ю., Кацнельсон М. И., Проблема кондовских магнетиков, «Физ. мет. и металловед.», 1991, № 1, с. 16; 25) Вонсовский С. В., Изюмов Ю. А., Курмаев Э. З., Сверхпроводимость переходных металлов, их сплавов и соединений, М., 1977; 26) Вонсовский С. В., Кацнельсон М. И., Трефилов А. В., Локализованное и делокализованное поведение электронов в металлах, «Физ. мет. и металловед.», 1993, т. 76, в. 3, с. 3; в. 4, с. 3.

С. В. Вонсовский.

ФЕРРОМАГНЕ́ТИК — вещество, в к-ром ниже определ. темп-ры (*Кюри точка* T_C) устанавливается ферромагн. порядок *магнитных моментов* атомов (ионов) в неметаллич. веществах и спиновых магн. моментов коллективизированных электронов в металлич. веществах (см. *Ферромагнетизм*). Наиб. важными характеристиками Ф. являются точка Кюри T_C, атомный магн. момент $M_{ат}$ при 0 К, уд. самопроизвольная (спонтанная) намагниченность M_0 (на 1 г) при 0 К и уд. намагниченность насыщения M_∞ (на 1 см^3) при 0 К. Среди чистых хим. элементов к Ф. относятся только 3 переходных 3*d*-металла — Fe, Co, Ni — и 6 редкоземельных металлов (РЗМ) — Gd, Tb, Dy, Ho, Er и Tm (табл. 1). В 3*d*-металлах и РЗМ Gd реализуется

Табл. 1. — **Ферромагнитные металлы** (химические элементы)

Металлы	T_C, К	$M_{ат}$*, μ_B	M_0**, Гс/г	M_∞***, Гс/см^3
Fe (ОЦК)	1044	2,217	221,7	1735,2
Co (ГЦК)	1388	1,753	166,1	1471
Co (ГПУ)	1360	1,721	163,1	1445
Ni (ГЦК)	627,4	0,6157	58,57	508,8
Gd (ГПУ)	293,4	7,56	268,4	1980
Tb (ГПУ)	219	9,34	328	2713
Dy (ГПУ)	90	10,65	350,5	1991,8
Ho (ГПУ)	20	10,34	347	3054,6
Er (ГПУ)	19,6	8,3	206,9	1872,6
Tm (ГПУ)	22	7,14		

* Ат. магн. момент при 0 К; ** уд. намагниченность при 0 К; *** уд. намагниченность насыщения при 0 К.

коллинеарная ферромагн. атомная структура, а в остальных РЗМ — неколлинеарная (спиральная, циклоидальная, синусоидальная; см. *Магнитная атомная структура*). Самопроизвольная намагниченность 3*d*-элементов в осн. образуется из спиновых моментов гибридизир. системы коллективизированных 3*d*+4*s*-электронов, а в РЗМ 4*f*-элементах — из локализованных 4*f*-слоёв и подмагниченных 6*s*- и 5*d*-электронов.

Кроме этих 9 Ф. (чистых элементов) имеется огромное число ферромагн. сплавов и соединений, как бинарных, так и более сложных (многокомпонентных) металлических и неметаллических (полупроводниковых, полуметаллич., диэлектрич., сверхпроводящих), кристаллических и аморфных. Классификацию Ф. — сплавов и соединений металлич. типа можно провести, напр., по электронной структуре атомов (ионов) их компонент.

Сплавы переходных *d*- и *f*-элементов между собой: а) сплавы 9 ферромагн. элементов (Fe — Ni, Fe — Co, Co — Ni, Fe — Co — Ni, Fe — Gd, Gd — Dy и т. д.); б) сплавы переходных ферромагн. металлов с антиферромагн. (Mn и Cr) и парамагн. переходными металлами (Fe — Cr, Fe — Mn, Co — V, Ni — Ti, Fe — Pd, Co — Pt, Gd — V, Eu — Ti и т. п.); в) сплавы переходных антиферромагн. металлов (Mn и Cr) с парамагн. переходными металлами (Cr — Pt, Mn — Pd, Cr — Pd и т. п.).

Сплавы переходных металлов с нормальными элементами: а) сплавы переходных ферромагн. металлов с нормальными элементами (Ni — Cu, Co — Ag, Ni — Al, Ni — Si, Fe — Si, Fe — Al, Ni — N и т. п.); б) сплавы переходных антиферромагн. *d*-металлов (Mn и Cr) с нормальными элементами (гейслеровы сплавы): Cu_2MnM (где M — Al, Ge, Zn, Sn, As, In, Sb, Bi, Ga и др.), а также Mn_4N, $ZnCMn_3$, $AlCMn_3$, $CuCMn_3$, Mn — Au, Mn — P, Mn — As, Mn — Sb, Mn — Bi, Mn — S, Mn — Se, Mn — Te, Mn — C, Mn — Sn, Mn — H, Mn — B и т. п.; в) сплавы переходных парамагн. металлов с нормальными элементами: $ZrZn_2$, Sc_3In (точнее, в интервале составов $Sc_{0,762}In_{0,239}$ — $Sc_{0,753}In_{0,242}$) и Au_4V (в интервале составов 18,99—24,01 атомных % *V*) и др.

Можно также классифицировать Ф. по характеру распределения атомов (ионов) разл. компонент по разл. типам узлов кристаллич. решётки: неупорядоченные или упорядоченные сплавы, интерметаллич. соединения (Fe_2B, Fe_3S, Fe_4N, $FeBe_3$, MnAs, Mn_2Sb, CrTe, MnP и т. п.).

Наконец, можно различать ферромагн. сплавы и соединения по типу кристаллич. решётки [простая кубическая (ПК), объёмноцентрированная кубическая (ОЦК), гранецентрированная кубическая (ГЦК), гексагональная с плотной упаковкой (ГПУ) и т. п.], а также, напр., выделять ионные соединения с металлич. проводимостью. О характере и типе *обменного взаимодействия* в магнетизме, благодаря к-рому вещество становится Ф., подробнее см. в ст. *Ферромагнетизм*.

В Ф., не относящихся к 9 хим. элементам, ср. атомный магн. момент, приходящийся на эфф. «молекулу» сплава или соединения, весьма сложно зависит от их состава. Определять парциальные атомные магн. моменты отд. магнитно-активных компонент как ф-ций состава позволяет *магнитная нейтронография*. При этом весьма существенна размерность образцов; напр., для мультислойной *магнитной плёнки* сплава Co — Cr толщиной ~2 нм обнаружен гигантский магн. момент насыщения, при 80 К достигающий 4,80 μ_B, что более чем в 2 раза превышает соответствующую величину для Fe. В плёночных мультислоях из неферромагн. компонент Mn и Si при толщинах ~20 нм наблюдался заметный магн. момент при темп-рах ~360 °С; обнаружен также очень большой ср. атомный магн. момент на атом Fe в плёнках состава $Fe_{16}N_2$, равный 5,5 μ_B при 5 К и 3,2 μ_B при комнатной темп-ре [8].

Кривые зависимости ср. атомных магн. моментов и точек Кюри от состава Ф. могут носить как монотонный (рис. 1, 2, 4), так и существенно немонотонный характер (рис. 3); последнее связано со структурными превращениями в сплавах. На рис. 5 показано сравнение наблюдаемых на опыте и рассчитанных теоретически полных атомных магн. моментов насыщения для разл. ферромагн. соединений (магнитно-твёрдых материалов) $R_2Fe_{14}B$, где R — РЗМ; на рис. 6 показана аналогичная зависимость от состава для гипотетич. интерметаллидов FeT_7 (T — к.-л. переходный 4*d*- или 5*d*-металл), рассчитанная на основе феноменологич. модели Жакарино и Уокера (1965).

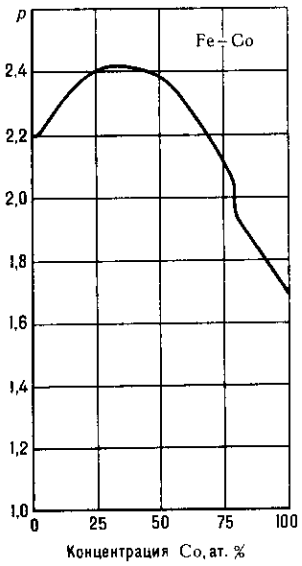


Рис. 1. Зависимость среднего атомного магнитного момента насыщения p (в единицах μ_B) сплава Fe — Co от концентрации Co (в атомных %).

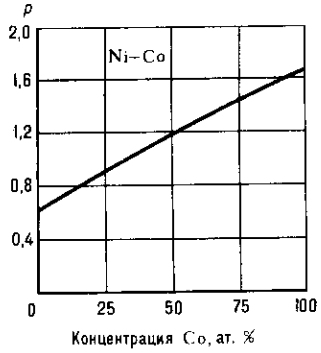


Рис. 2. Зависимость среднего атомного магнитного момента насыщения p (в единицах μ_B) сплава Ni — Co от концентрации Co (в атомных %).

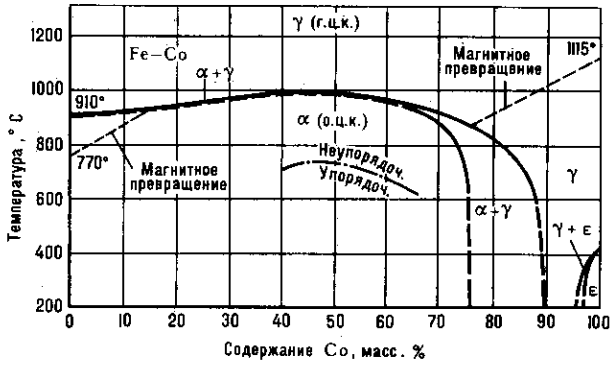


Рис. 3. Диаграмма фазового равновесия сплавов Fe—Co. Сплошная и толстая штриховая линии — границы фазовых областей. Тонкая штриховая линия — линия точек Кюри сплавов в зависимости от массовых % Co.

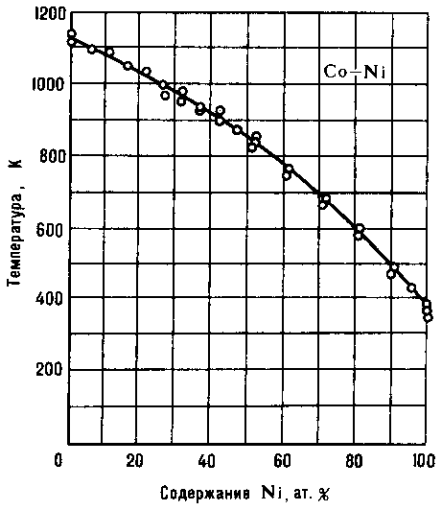


Рис. 4. Зависимость точек Кюри сплава Co — Ni от концентрации Ni (в атомных %).

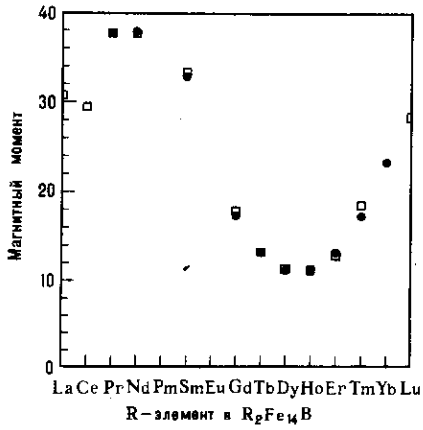


Рис. 5. Полные атомные магнитные моменты на формульную единицу соединения $R_2Fe_{14}B$ в единицах μ_B; □ — данные эксперимента, ● — теории.

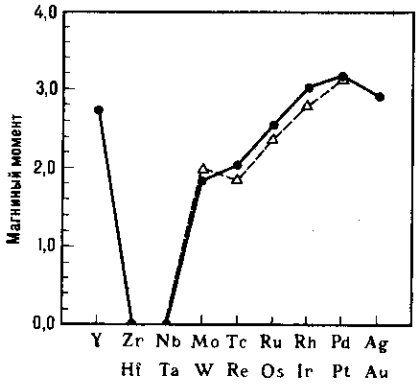


Рис. 6. Атомный магнитный момент в единицах μ_B на атом Fe в окружении атомов переходных 4*d*-(0) и 5*d*-(△) металлов в гипотетическом сплаве ОЦК FeT_7 (по теории Жакарино — Уокера).

В табл. 2—9 приведены значения точек Кюри для ряда Ф.: в табл. 2 — для ферромагн. соединений РЗМ и ферромагн. 3*d*-металлов; в табл. 3 — для соединений 3*d*-металлов и РЗМ с др. переходными металлами; в табл. 4 — для нек-рых гейслеровых сплавов; в табл. 5 — для соединений переходных ферромагн. элементов с нормальными элементами (металлами и металлоидами); в табл. 6 — для актинидных и трансурановых Ф.; в табл. 7 — для аморфных Ф.; в табл. 8 — для полупроводниковых Ф.; в табл. 9 — для сверхпроводящих Ф.

Табл. 2.— **Точки Кюри соединений редкоземельных металлов с ферромагнитными 3*d*-металлами**

Соединение	T_C, К	Соединение	T_C, К	Соединение	T_C, К
$SmFe_2$	700	PrNi	20	PrCo	7
$GdFe_3$	728	SmNi	45	$DyCo_3$	55
$TbFe_2$	705	GdNi	77	$HoCo_2$	95
$DyFe_2$	614	$NdNi_2$	16	$NdCo_3$	395
$HoFe_3$	567	$TbNi_2$	45	$GdCo_3$	612
$ErFe_3$	553	$DyNi_3$	69	Gd_4Co_3	230
$TmFe_3$	539	Ho_2Ni_2	70	Sm_2Co_{17}	1190
$GdFe_{17}$	466	$TmNi_5$	7	Er_2Co_{17}	1180
Ho_6Fe_{23}	493	$GdNi_{17}$	205	Tm_2Co_{17}	1182

Табл. 3.— **Точки Кюри соединений ферромагнитных 3*d*-металлов и РЗМ с переходными антиферромагнитными и парамагнитными металлами**

Соединение	T_C, К	Соединение	T_C, К
$FePd_3$	705	$PrRu_2$	38
$ZrFe_2$	588	$NdRh_2$	6
$HfFe_2$	591	$SmRh_2$	22
YFe_2	550	$GdMn_2$	86
FePt	750	$GdRu_2$	83
YCo_5	921	$TbOs_2$	34
$LuCo_5$	840	$DyIr_2$	23
$CeCo_5$	647	$HoRh_2$	16
Ni_3Mn	773	$ErOs_2$	3
Ni_3Pt	370	$TmIr_2$	1

Табл. 4.— **Точки Кюри сплавов Гейслера и других соединений Mn и Cr**

Соединение	T_C, К	Соединение	T_C, К
Cu_2MnSn	723	MnBi	633
Cu_2MnAl	718	Mn_4N	743
Cu_2MnIn	500	MnP	298
Ni_2MnIn	323	Mn_2Sb	587
MnAs	318	Mn_4Sn	423
MnB	533	Mn_2Sn	262
		CrTe	339

Табл. 5.—**Точки Кюри ферромагнитных соединений переходных *d*- и *f*-металлов с нормальными химическими элементами**

Соединение	T_C, К	Соединение	T_C, К
$FeBe_2$	823	$Co_{20}Al_3B_6$	406
Fe_2B	747	Mo_3ZnC	368
Fe_3C	483	Co_2Mn_2C	733
Fe_2C	653	Co_2MnSi	985
Fe_3Si	823	SmZn	125
Fe_5Si_3	373	GdZn	270
Fe_4N	761	TbZn	206
Fe_3P	716	DyZn	144
Co_3B	747	HoZn	80
Fe_3NiN	1033	ErZn	50

Табл. 6.—**Точки Кюри ферромагнитных соединений актинидов и трансурановых элементов**

Соединение	T_C, К	Соединение	T_C, К
$ThFe_{17}$	295	$NpFe_2$	500
$ThCo_5$	415	NpN	87
$ThCo_{17}$	1053	$PuFe_2$	600
UFe_2	170	PuAs	129
UH_3	182	PuPt	19
UPt	27	$AmFe_2$	375
UAu_4	565	CmN	0,5

Табл. 7.—**Точки Кюри аморфных ферромагнитных соединений**

Соединение	T_C, К	Соединение	T_C, К
$Fe_{80}B_{20}$	647	$Fe_{80}Y_{20}$	140—150
$Fe_{80}P_{16}C_3B_1$	565	$Fe_{90}Lu_{10}$	120
$Fe_{82}P_{16}B_2$	617	$Fe_{84}Lu_{16}$	210
$Fe_{84}Y_{16}$	160	$Fe_{75}Lu_{25}$	160
$Fe_{90}Y_{10}$	140—170	K_2NiF_4	6,25

Табл. 8.—**Точки Кюри некоторых ферромагнитных полупроводников**

Соединение	T_C, К	Тип структуры
EuO	69,4	Монохалькогениды
EuS	16,5	—»—
EuSe	2,8	—»—
$CdCr_2S_4$	84,5	Халькогениды шпинелей хрома
$CdCr_2Se_4$	130	—»—
$HgCr_2S_4$	60	—»—
$HgCr_2Se_4$	106	—»—
$CdCr_2S$	85,1	—»—
$CdCr_2Se$	124	—»—
$CdCr_2S_xSe_{1-x}$		—»—
$x=0,85$	88,5	
$x=0,70$	91,5	
$x=0,55$	96,8	
$x=0,25$	107,6	

Табл. 9.—**Точки Кюри ферромагнитных сверхпроводников**

Соединение	T_C, К	Соединение	T_C, К
$GdRh_4B_4$	5,8	$ErRh_4B_4$	0,93
$TbRh_4B_4$	7,4	$HoMo_6S_8$	0,7
$DyRh_4B_4$	10,7	$HoMo_6Se_8$	0,53
$HoRh_4B_4$	6,7		

Наряду с кристаллич. веществами ферромагн. порядок обнаружен также в аморфных (метастабильных) металлич. сплавах и соединениях (табл. 7) (см. *Металлические стёкла*), а также в аморфных магнетиках, являющихся соединениями 3*d*-металлов и РЗМ с металлоидами (B, C, N, P, S и др.) и в целом по свойствам мало отличающихся от соответствующих кристаллич. веществ (за исключением *магнитной анизотропии*). Для т. н. слабых Ф., относящихся к классу соединений переходных парамагн. металлов с нормальными элементами (металлами и металлоидами), характерны следующие значения T_C: 28 К для $ZrZn_2$, 29 К для MnSi, 41 К для Ni_3Al; магнетизм этих веществ определяется коллективизир. электронами. Число изученных неметаллич. Ф. пока значительно меньше, чем металлических; наиб. изученными являются *магнитные диэлектрики* (в частности, *ферриты*), а также *магнитные полупроводники* типа халькогенидов двухвалентного РЗМ европия EuX, где X—O, S, Se, Te (первым из них в 1961 открыт EuO). Синтезировано и изучено большое число Ф.—соединений $Eu_{1-x}R_xO$ типа твёрдых растворов на основе моноокиси Eu с РЗМ (R—Sm, Gd); в частности, при $x=0,015$ точка Кюри в $Eu_{1-x}Gd_xO$ и $Eu_{1-x}Sm_xO$ повышается соответственно до 135 и 130 К (по сравнению со значением 69,4 К для $x=0$).

Особую группу Ф. образуют сильно разбавленные растворы замещения парамагн. атомов, напр. Fe или Co в диамагн. матрице Cu, Au или Pd. В этих веществах атомные магн. моменты распределены неупорядоченно, т. е. при наличии ферромагн. порядка отсутствует атомный порядок. Магн. упорядочение наблюдается также в *магнитных сверхпроводниках*, несмотря на «антагонизм» между ферромагнетизмом и сверхпроводимостью. Среди РЗМ и актинидных магнетиков большой интерес представляют т. н. кондовские магнетики (см. *Кондо-решётки*, *Кондо эффект*), к-рые в большинстве случаев относятся к антиферромагнетикам; известен, однако, ряд кондовских Ф. на основе церия, в т. ч. Ce_4Bi_3, $CeRh_3B_2$, $CeSi_x$ при $x\leqslant 1,85$, $CeSi_{2-x}Ge_x$, $CeNi_xPt_{1-x}$, $Ce_xLa_{1-x}Ge_2$.

По величине коэрцитивной силы H_c все Ф. делятся на магнитно-мягкие и магнитно-твёрдые. Первые обладают малой H_c и значит. магн. проницаемостью; вторые имеют большие значения H_c и *намагниченности остаточной* M_r.

Ф. играют существенную роль в разл. областях совр. техники: *магнитно-мягкие материалы* используются в электротехнике (трансформаторы, генераторы, электромоторы и т. п.), в слаботочной технике связи, радиотехнике и электронике; *магнитно-твёрдые материалы* применяются для изготовления пост. магнитов, в ускорит. технике и т. п.

Лит. см. при ст. *Ферромагнетизм*, а также: 1) Редкоземельные ферро- и антиферромагнетики, М., 1965; 2) Тейлор К., Дарби М., Физика редкоземельных соединений, пер. с англ., М., 1974; 3) Метфессель З., Маттис Д., Магнитные полупроводники, пер. с англ., М., 1972; 4) Бамбуров В. Г., Борухович А. С., Самохвалов А. А., Введение в физикохимию ферромагнитных полупроводников, М., 1988; 5) Сверхпроводимость в тройных соединениях, под ред. Э. Фишера, М. Майпла, пер. с англ., т. 2. Сверхпроводимость и магнетизм, М., 1985; 6) Ирхин В. Ю., Кацнельсон М. И., Проблема кондовских магнетиков, «Физ. мет. и металловед.», 1991, № 1, с. 16; 7) Amorphous magnetism, ed. by H. O. Hooper, de A. M. Graaf, N. Y., 1973; 8) DIGESTS of Intermag-93, April 13—16, 1993, Stockh., Sweden; 9) International Conference on the Physics of Transition Metals, Darmstadt, 20—24, 1992, L., 1993.

С. В. Вонсовский.

ФЕРРОМАГНИ́ТНЫЕ ДОМЕ́НЫ — макроскопич. области ферромагнетика с разл. ориентациями спонтанной однородной намагниченности в одном из возможных направлений, соответствующих минимуму энергии *магнитной анизотропии* одного или неск. типов (естественной кристаллографической, наведённой, анизотропии формы, магнитоупругой, поверхностной), а в общем случае и энергии намагниченности во внеш. магнитном, магнитостатическом и упругом полях.

Представление о Ф. д. впервые было введено П. Вейсом (P. Weiss) в 1907 для того, чтобы согласовать существование спонтанной намагниченности железа с равенством ну-

лю результирующего магн. момента образца в отсутствие внеш. магн. поля $\boldsymbol{H}$.

В ферромагн. образцах с размерами больше критич. размера однодоменности r_c (см. *Однодоменные частицы*) при $\boldsymbol{H}=0$ и при темп-ре ниже *Кюри точки* T_c минимуму энергии кристалла обычно отвечает неоднородное магн. состояние в виде совокупности большого числа *доменов* с разными направлениями намагниченности $\boldsymbol{M}$ соседних областей. В монокристаллич. образцах или в крупных кристаллитах поликристалла (с размерами $r>r_c$) такая совокупность Ф. д. формируется в соответствии с имеющимися в ферромагнетике взаимодействиями и представляет собой *магнитную доменную структуру* (ДС). Общая причина её возникновения, впервые указанная Л. Д. Ландау и Е. М. Лифшицем в 1938, связана с уменьшением полной энергии образца благодаря уменьшению *магнитостатической энергии* за счёт дробления магн. полюсов (магн. «зарядов») на поверхностях образца.

В ряде случаев (поле H близко к полю *магнитного насыщения* H_s, состояние остаточной намагниченности высококоэрцитивных образцов и др.) в ферромагн. кристалле могут наблюдаться Ф. д. одиночные, или изолированные (слабо взаимодействующие друг с другом).

Эксперим. методы исследования ДС основаны: 1) на использовании магн. полей (равных индукции $\boldsymbol{B}$) в пределах каждого из доменов, приводящих к пондеромоторным воздействиям на пучки заряж. движущихся частиц или к вращению плоскости поляризации света, проходящего через однородно намагниченные Ф. д.; 2) на использовании градиентов магн. полей, всегда существующих на стыках Ф. д. и концентрирующих в местах своей локализации мелкие однодоменные частицы (напр., частицы магнетита); 3) на анализе упругих напряжений, наиб. выраженных в ДС с неколлинеарной ориентацией намагниченности $\boldsymbol{M}$ в соседних Ф. д. Исторически первым был развит т. н. метод порошковых фигур (L. Hames, P. A. Thissen, 1931, F. Bitter, 1931), относящийся к группе 2. В дальнейшем для эксперим. исследования ДС были развиты относящиеся к группе 1 магнитооптич. методы (напр., магнитооптич. *Керра эффект* и *Фарадея эффект*), а также разл. методы, основанные на использовании *электронной микроскопии*, *магнитной нейтронографии*, рентг. топографии и др.

Эксперим. исследования ДС, выполненные, как правило, на образцах простейшей формы в виде пластин (плёнок), шайб и параллелепипедов, привели к обнаружению самых разнообразных ДС (в виде прямых полос, «лабиринтов», «сот», «ёлочек» и др.); были обнаружены также изолир. домены в виде спиралей, цилиндров, колец, «капель» и т. п. Конфигурация Ф. д. и вид ДС существенно зависят от соотношения интенсивностей разл. взаимодействий в кристалле, от характера анизотропии (числа ОЛН — *осей лёгкого намагничивания*), от ориентации поверхностей кристалла относительно кристаллографич. осей, от формы образца, его геом. размеров, величины и направления внеш. магн. поля, величины упругих напряжений и ориентации осей, вдоль к-рых прикладывают упругие силы, от совершенства кристаллов и темп-ры, а также от предыстории получения данного магн. состояния. Намагниченности соседних доменов ориентированы под вполне определёнными углами по отношению друг к другу. Во мн. случаях эти углы связаны со взаимной ориентацией ОЛН и с ориентацией $\boldsymbol{M}$ в доменах вдоль одного из двух противоположных направлений вдоль к.-л. ОЛН. Ориентация $\boldsymbol{M}$ вдоль ОЛН приводит к минимуму энергии анизотропии. Это согласуется часто и с минимумом полной энергии ферромагнетика. В нек-рых случаях (напр., при наличии $\boldsymbol{H}$, ориентированного под отличным от нуля углом к ОЛН) такого согласования может и не быть, и тогда $\boldsymbol{M}$ в доменах может быть отклонён от ОЛН.

В кристаллах с одной выделенной ОЛН (магнитоодноосные кристаллы, напр. Co, $SmCo_5$, MnBi и др.) магн. моменту энергетически выгодно ориентироваться (исключая, может быть, нек-рые случаи с $\boldsymbol{H}\neq 0$) только вдоль двух противоположных направлений, соответствующих ОЛН. В этом случае векторы $\boldsymbol{M}$ соседних доменов ориентированы в прямо противоположных направлениях (180-градусные доменные соседства). В кристаллах кубич. сингонии, обладающих неск. равноправными осями лёгкого намагничивания (магнитно-многоосные кристаллы) — тремя, как в Fe или FeSi (ориентированы вдоль осей типа [100]), или четырьмя, как в Ni или $Y_3Fe_5O_{12}$ (ориентированы вдоль осей типа [111]), — помимо 180-градусных соседств могут существовать 90-градусные (Fe, FeSi и др.), а также 71- и 109-градусные (Ni, $Y_3Fe_5O_{12}$ и др.) соседства. Соседние домены отделены друг от друга узкой областью, называемой *доменной стенкой* (см. также *Блоха стенка*) или доменной границей (ДГ); в пределах этой области вектор намагниченности $\boldsymbol{M}$ поворачивается от равновесного направления в одном домене к равновесному направлению в соседнем домене. В результате такого поворота увеличивается обменная, анизотропная, а в общем случае и др. энергии ферромагнетика, к-рые в сумме составляют энергию ДГ. Т. о., появление ДС возможно, если возникающее при этом уменьшение магнитостатической энергии образца по абс. величине превосходит суммарное увеличение энергии образующихся ДГ.

Величина энергии ДГ существенно зависит от характера распределения намагниченности (Блоха стенка и *Нееля стенка*, асимметричные стенки, стенки с перетяжками и др.), а также от полного угла поворота $\boldsymbol{M}$ при переходе от домена к домену. В зависимости от этого угла (типа соседства) различают 180-, 90-, 71- и 109-градусные ДГ. Плотность энергии ДГ γ широкого класса ферромагн. веществ заключена в пределах $1\div 10$ эрг/см^2. При этом толщина ДГ δ лежит в пределах $10^{-6}\div 10^{-5}$ см. Конкретно для 180-градусной ДГ в Co при комнатной темп-ре имеем $\delta\sim 1{,}5\cdot 10^{-6}$ см, $\gamma\sim 4$ эрг/см^2.

Виды доменных структур в ферромагнетиках. В общем случае форма Ф. д. и вид ДС в целом на поверхности и внутри кристалла отличаются друг от друга. В связи с этим различают поверхностную (часто замыкающую) и внутреннюю ДС. Как правило, в достаточно массивных образцах (с размерами L, значительно превосходящими размеры доменов D) поверхностная структура оказывается более сложной, чем внутренняя. В пластинах малых толщин ($L\leqslant D$) ДС на поверхности и внутри образца может быть одинаковой. В этом случае говорят о сквозной ДС.

В магнитно-одноосных пластинах (плёнках) с ОЛН параллельной поверхности, как правило, наблюдают т. н. простую полосовую ДС в виде более или менее регулярных полос (аналогичных рис. 1, *а*) с векторами $\boldsymbol{M}$, расположенными в плоскости пластины антипараллельно друг другу. В тонких пластинах такие полосы составляют сквозную ДС, существующую в ферромагн. веществах с широким изменением фактора качества $Q=K/2\pi M_s^2$ (как $Q>1$, так и $Q<1$), где K — константа одноосной магн. анизотропии, M_s — намагниченность насыщения. С увеличением толщины пластины полосовая ДС может сохраняться (вдали от торцов), но перестаёт быть сквозной.

В тонких пластинах с ОЛН, перпендикулярной к поверхности, также может существовать полосовая ДС. Однако по мере увеличения толщины пластины L ДГ вблизи поверхности кристалла изгибаются и приобретают волнистый вдоль этой поверхности характер. Дальнейшее увеличение L приводит к постепенному разветвлению ДС при подходе из глубины кристалла к поверхности, что позволяет частично избежать увеличения суммарной площади совокупности ДГ и, следовательно, роста их полной энергии по мере роста L. Обычно разветвление осуществляется путём появления новых Ф. д. в виде «клиньев» с вектором $\boldsymbol{M}$, направленным в сторону, противоположную направлению намагниченности в основных доменах. Затем появляется «клин в клине» и т. д., как показано на рис. 1, *б*, где представлен снимок ДС на плоскости, параллельной ОЛН (ось C_6 гексагонального кристалла Co); здесь же дана расшифровка данной структуры на указанной поверхности (рис. 1, *в*), а также на базисной (перпендикулярной к оси C_6) поверхности (рис. 1, *г*) (см. также рис.

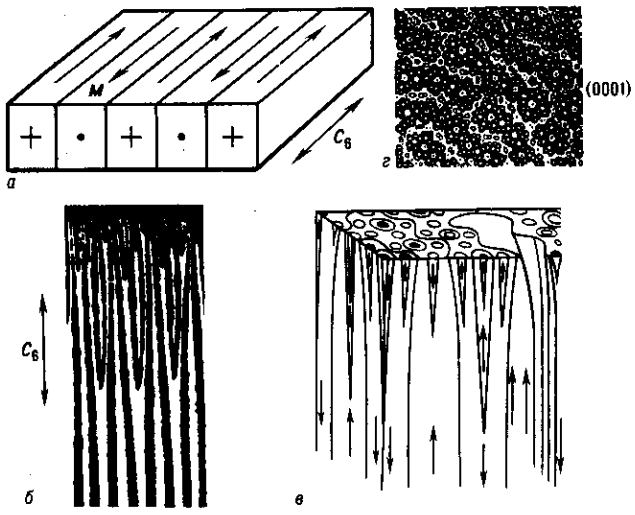


Рис. 1. Возможные типы доменных структур в магнитно-одноосных образцах с поверхностью, параллельной (*а*, *б*) и перпендикулярной (*г*) оси C_6; *в* — схема, расшифровывающая наблюдаемые доменные структуры (Шур Я. С., Драгошанский Ю. Н.).

1—4 к ст. *Магнитная доменная структура*). Отмеченное видоизменение ДС при увеличении L существенно зависит от ориентации поверхности пластины относительно кристаллографич. осей. Так, если эта поверхность будет отклоняться на нек-рый угол β от плоскости, в к-рой лежит ОЛН, то наблюдаемая ДС будет усложняться при увеличении β.

В магнитно-многоосных кристаллах наблюдаются сходные закономерности, напр. в монокристаллич. пластинах Fe (магнитно-трёхосных) с плоскостью поверхности, параллельной плоскости {101} ({101}-пластины), вдали от торцов может наблюдаться 180-градусная ДС (рис. 2, *а*). Если же поверхность кристалла наклонена к оси типа

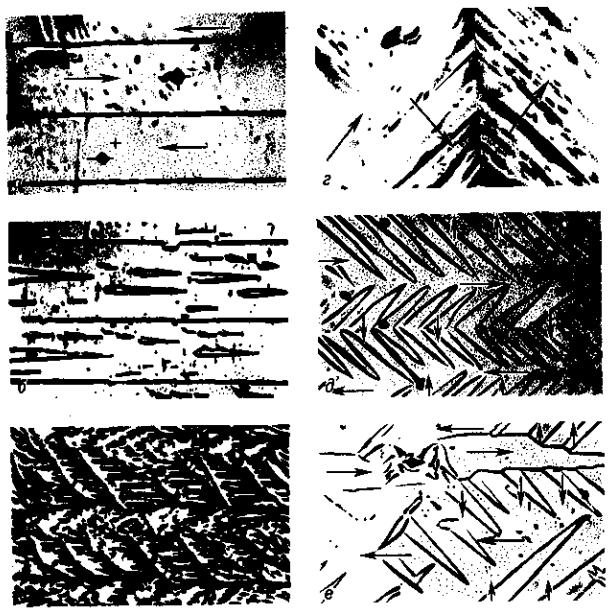


Рис. 2. Наблюдаемые доменные структуры в пластинах Fe 3% Si с поверхностью, составляющей с осью [001], лежащей в плоскости {100}, углы $\beta = 0°$ (*а*), 2—4° (*б*), 6—10° (*в*), а также с поверхностями, составляющими с осями [001] и [010] углы $\beta_{001} = \beta_{010} = 0°$ (*г*), $\beta_{001} = 0$, $\beta_{010} = 3—5°$ (*д*), $\beta_{001} = 2—4°$ и $\beta_{010} = 7—12°$ (*е*). (Вильямс Х., Бозорт Р., Шокли Б., Шур Я. С., Драгошанский Ю. Н.)

[010], лежащей в плоскости {101} под нек-рым углом β, то ДС становится более сложной. Так, при $\beta \sim 2—4°$ на поверхности пластины в области основных (полосовых) доменов появляются каплевидные домены (рис. 2, *б*). При больших β (рис. 2, *в*) наблюдаемая ДС усложняется настолько, что ДГ основных доменов трудно различимы. Указанные усложнения связаны с необходимостью уменьшения поверхностных магн. «зарядов» за счёт появления дополнит. Ф. д. Эти заряды с неизбежностью возникают из-за невозможности полного замыкания магн. потока при $\beta \neq 0$.

Если образец в форме тонкой магнитно-трёхосной пластины (с $L \lesssim D$) имеет поверхность, совпадающую с кристаллографич. плоскостью {100} ({100}-пластины), то на этой поверхности вдали от торцов также может наблюдаться одна из простых ДС, напр. 180-градусная ДС типа представленной на рис. 2, *а*, или 90-градусная ДС (рис. 2, *г*).

При отклонении поверхности пластины на небольшой угол α (2—4°) от плоскости {100} (но так, что одна из ОЛН остаётся лежать в плоскости пластины) наблюдаемая ДС, как и в случае магнитно-одноосного кристалла, усложняется и на поверхности видны дополнит. домены в виде «ёлочек» (рис. 2, *д*). Если отклонение указанной поверхности происходит так, что поверхность пластины не совпадает ни с одной осью типа [100], то наблюдается ДС в виде «стволов» (рис. 2, *е*). Дальнейший наклон плоскости образца приводит к ещё большему усложнению наблюдаемой ДС.

Вблизи торцов {100}- и {110}-пластин могут наблюдаться замыкающие домены в виде треугольных призм (рис. 3 и 4). При этом лишь в пластинах с поверхностью типа {100} замыкающие домены имеют простую структуру (рис. 3, *а*). Если размер кристалла L вдоль оси [100] увеличивать, то замыкающая структура начнёт ветвиться (рис. 3, *б*). Указанное ветвление позволяет (как и в предыдущих случаях) избежать увеличения энергии ДГ при увеличении L. Вблизи торцов {110}-пластин, перпендикулярных к оси [001], лежащей в плоскости образца, также возникают замыкающие призмы. Однако из-за того, что две другие ОЛН наклонены под углом 45° по отношению к поверхности кристалла, структура замыкающих областей является сложной. Схематически вид её представлен на рис. 4, *а* вблизи одного из торцов пластины; при увеличении L замыкающая ДС {110}-пластины также ветвится (рис. 4, *б*).

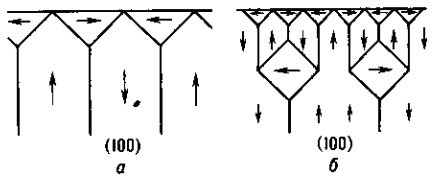


Рис. 3. Схематическое изображение простой доменной структуры (*а*) и разветвлённой доменной структуры (*б*) вблизи торца пластины с поверхностью {100}.

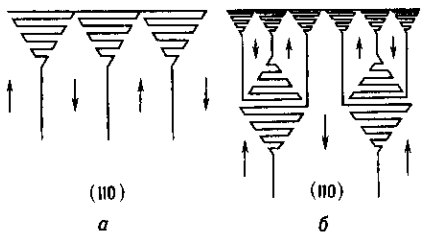


Рис. 4. Схематическое изображение доменной структуры (*а*) и разветвлённой доменной структуры (*б*) вблизи торца пластины с поверхностью {110}.

Равновесные размеры Ф. д. в магнитно-одноосных кристаллах в отсутствие внеш. воздействий определяются минимумом энергии магнитостатич. полюсов, связанных с выходом намагниченности в пределах каждого из доменов на поверхность, а также энергией ДГ. При этом чем меньше ширина доменов, тем сильнее дробятся указанные полюса, что приводит к снижению энергии магнитостатич. поля. Однако чем меньше ширина доменов D, тем больше число ДГ, и, следовательно, их суммарная энергия растёт. В результате конкуренции этих факторов возникает равновесная ширина D.

В магнитно-многоосных кристаллах в простейших случаях (кристалл ограничен поверхностями {100}) выход M на поверхность кристалла может быть почти полностью исключён благодаря возникновению замыкающих доменов, т. е. магн. поток может быть замкнут внутри кристалла. Однако намагниченность замыкающих доменов направлена под углом к намагниченности основных доменов.

С существованием таких доменов связана дополнит. энергия *магнитоупругого взаимодействия* $\mathscr{E}_{\text{му}}$, к-рая растёт с ростом размеров замыкающих областей (тем самым и с ростом ширины основных доменов D).

Уменьшение D и $\mathscr{E}_{\text{му}}$ приводит к появлению в кристалле дополнительных ДГ и, следовательно, к росту их суммарной энергии. Т. о., в кубич. кристалле в рассматриваемой простой ситуации равновесный размер Ф. д. определяется минимумом магнитоупругой энергии и энергии ДГ.

В более сложной ситуации, напр. при отклонении поверхностей пластин от кристаллографич. поверхностей {100} и {110}, равновесные размеры Ф. д. определяются минимумом энергии, состоящей из энергии ДГ, магнитоупругой и магнитостатич. энергии, а при наличии внеш. магн. поля также из энергии намагниченности в этом поле.

В ряде случаев (напр., соответствующих рис. 1, *а*, 2, *а* и др.) ширина полосовых доменов D увеличивается пропорционально $\sqrt{L}$, где под L следует понимать размер кристалла вдоль ОЛН, по к-рой направлены векторы M в соседних Ф. д. Тогда в ситуации, изображённой на рис. 2, *а*, D зависит от размера пластины между двумя противоположными торцами; при этом ширина основных Ф. д. может зависеть от толщины пластины d, что связано с зависимостью от d ширины Ф. д. тонкой структуры замыкающих областей.

Влияние внешних воздействий на доменную структуру. При изменении величины внеш. магн. поля H ДС могут перестраиваться, причём в одном и том же интервале значений H могут существовать, вообще говоря, различные ДС. Большинство этих структур является метастабильными, и их появление связано с конкретным способом получения данного магн. состояния при данных размерах и форме кристалла.

Если в пластинах (плёнках) магнитно-одноосного кристалла с ОЛН, перпендикулярной к поверхности, и с $Q>1$ при фиксир. толщине в размагниченном состоянии создана лабиринтарная ДС (рис. 5, *а*), то она остаётся стабильной в нек-ром интервале полей $0<H<H_1$ (H направлено вдоль ОЛН), хотя её параметры изменяются с изменением H. В более сильных полях ($H_1<H<H_2$) устойчивой оказывается ДС в виде решётки *цилиндрических магнитных доменов* (ЦМД) (рис. 5, *б*), а в полях $H_2<H<H_3$ — изолированные ЦМД (рис. 5, *в*), представляющие собой области обратной намагниченности в форме прямого кругового цилиндра с образующей вдоль ОЛН (рис. 6). Все поля H_i ($i=1, 2, 3$) переходов из одних магн. состояний в другие (или перестройки от одной ДС к другой) зависят от свойств вещества и толщины пластины. Если $H>H_3$, то энергетически выгодным является однородно намагниченное состояние плёнки. Существенно, что все описанные выше Ф. д. могут возникать и в др. интервалах полей, но лишь как метастабильные. Так, изолированные ЦМД могут также возникать и в интервале полей $H_2>H>H_0$, где H_0 — поле абс. неустойчивости этого домена; в нек-рых др. интервалах полей могут существовать и др. метастабильные ДС, напр. «сотовая» ДС (рис. 5, *г*), а также

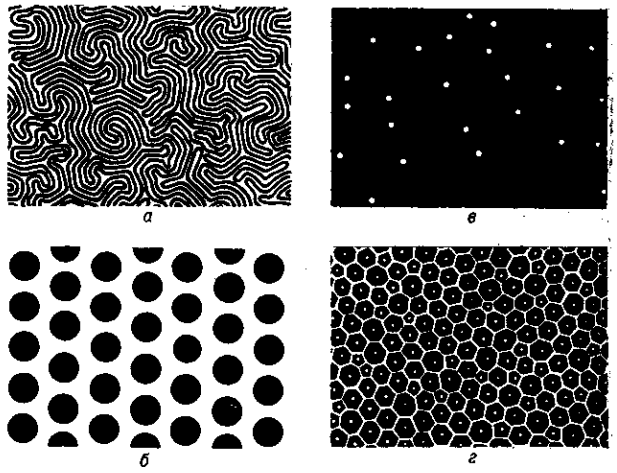


Рис. 5. Наблюдаемые типы доменных структур (ДС) на поверхности, перпендикулярной к оси лёгкого намагничивания магнитноодноосной пластины с фактором качества $Q>1$: *а* — лабиринтарная ДС в размагниченном состоянии; *б* — решётка цилиндрических магнитных доменов (ЦМД) (схема); *в* — изолированные ЦМД; *г* — «сотовая» ДС (по данным Г. С. Кондауровой).

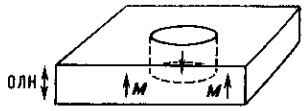


Рис. 6. Схематическое изображение цилиндрических магнитных доменов.

Ф. д. в виде колец (рис. 7, слева) или спиралей (рис. 7, справа).

Т. о., при увеличении H (начиная с размагниченного состояния) ДС в образце будет существенно изменяться и в поле $H=H_3$, называемом полем насыщения, будет



Рис. 7. Магнитные домены на пластинах смешанных ферритов-гранатов с плоскостью поверхности, перпендикулярной к ОЛН: слева — кольцевые домены; справа — спиральные домены (по данным Ю. Л. Тобова). В светлых и тёмных областях M имеют противоположные направления, перпендикулярные к плоскости пластины.

исчезать. При уменьшении поля (начиная с однороднонамагниченного или к.-л. др. магн. состояния) намагниченность образца будет уменьшаться, однако соответствующая кривая $M(H)$ (нисходящая ветвь петли гистерезиса — НВПГ), как правило, лежит выше кривой намагничивания (см. *Гистерезис магнитный*); при этом ДС, соответствующие разл. точкам НВПГ, также, вообще говоря, будут разными.

Если намагничивание магнитно-одноосного кристалла происходит под нек-рым углом φ к ОЛН, то при каждом φ последовательность превращений ДС, а также и сами ДС могут иметь свои особенности. Меняя φ на НВПГ в точке $H=0$, соответствующей остаточно намагниченному состоянию, можно получать совершенно разные ДС (лабиринтарные, зигзагообразные, в виде решёток ЦМД, «сот» и др.); то же относится и к др. точкам НВПГ.

В нек-рых случаях [напр., в тонких магн. пластинах (плёнках) с ОЛН, перпендикулярной к поверхности, и с ДС

в виде полос] при увеличении H вплоть до H_s перестройка ДС может и не происходить, если H приложено вдоль полос в плоскости плёнки с $Q<1$. Происходит лишь уменьшение периода ДС. Если H для плёнок с $Q<1$ (напр., пермаллоевых) приложено перпендикулярно к плоскостям ДГ, то с увеличением H при нек-ром критич. значении происходит скачкообразный поворот всех полос ДС к направлению H.

Перестройка ДС происходит и в случае изменения темпры T. В качестве примера на рис. 5 (*г*) представлена ДС в виде «сот» с ЦМД в центре каждой ячейки, наблюдаемая на базисной поверхности пластины MnAlGe толщиной 50 мкм после охлаждения образца от $T=T_c$ до комнатной темп-ры в поле 1 кЭ, параллельном ОЛН.

При изменении H в магнитно-многоосных кристаллах также происходит перестройка ДС. Так, если пластина магнитно-трёхосного ферромагнетика имеет поверхность типа {110}, то ряд превращений ДС с увеличением и последующим уменьшением внеш. магн. поля H, направленного под нек-рым углом $\alpha\leqslant\alpha_c=\operatorname{arctg}\sqrt{2}\simeq 55^\circ$ к ОЛН [001], лежащей в плоскости пластины, представлен на рис. 8.

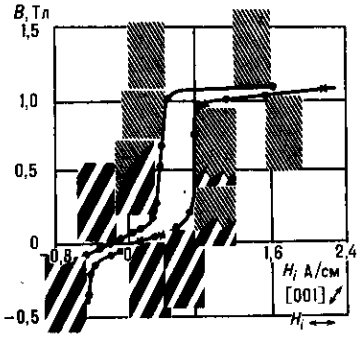


Рис. 8. Поведение доменных структур при намагничивании и перемагничивании кристаллической пластины с плоскостью поверхности {110} и с осью [001], лежащей в плоскости пластины и наклонённой к её боковому ребру, вдоль которого приложено внешнее магнитное поле под углом $\alpha=55^\circ$. H_i — внутреннее магнитное поле; × — кривая намагничивания, ● — петля гистерезиса (данные Зайковой В. А. и др.).

Видно, что помимо исходной полосовой ДС (основные домены) под углом к полосам начинает прорастать более мелкая (тоже полосовая) ДС. Видимая при этом на поверхности новая ДС составляет лишь замыкающую часть более сложной внутр. структуры. При нек-рых значениях $H=H_k$, зависящих от α, новая ДС покрывает всю поверхность кристалла. Дальнейшее увеличение H приводит к уменьшению ширины полос (периода ДС). При уменьшении H исходя из таких состояний (соответствующих точкам на НВПГ) вновь формируется полосовая структура основной ДС.

Если $\alpha>\alpha_c$, то процесс перестройки ДС с изменением H идёт аналогично описанному выше, но вторичная (более мелкая) ДС имеет вид зигзагов. По мере увеличения H эта ДС вначале полностью покрывает поверхность, затем начинает измельчаться и распрямляться. При уменьшении H, как и в предыдущем случае, постепенно формируется исходная полосовая ДС.

Типичные особенности формирования и изменения ДС в магн. поле в {100}-пластинах магнитно-трёхосных кристаллов представлены на рис. 9. Видно, что при уменьшении H (исходя из однородно намагниченного состояния) у торцов пластины, перпендикулярных к оси типа [100], возникают клиновидные домены, составляющие угол 45° с направлением H, а M в них перпендикулярна суммарной намагниченности образца и направлена вдоль ОЛН типа [100], лежащей в плоскости пластины. Такая ориентация M в клиновидных доменах связана с их более низкой энергией в поле по сравнению с M в остальной части

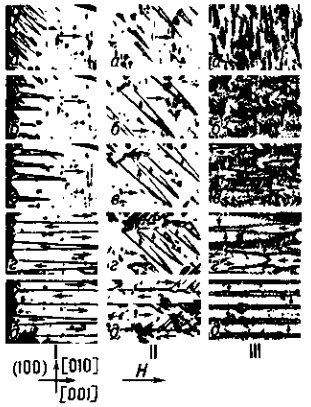


Рис. 9. Формирование доменных структур при перемагничивании пластин с плоскостью, близкой к плоскости {100} (по данным Ю. Н. Драгошанского, Я. С. Шура); *а* — магнитонасыщенное состояние; *б* — *г* — на петле гистерезиса между насыщением и коэрцитивной силой; *д* — в состоянии коэрцитивной силы; I, II, III — наклон одной из тетрагональных осей к плоскости пластины 0°, 2° и 6° соответственно.

образца. В этом случае не возникает проигрыша и в энергии анизотропии. Однако по мере уменьшения H первый из упомянутых факторов становится малосущественным. В силу этого система образовавшихся клиновидных доменов перестраивается. Возникают зародыши ДС с обратным полю направлением M, к-рые при дальнейшем уменьшении H растут, и нек-рые из них превращаются в основные домены. Вблизи торцов при этом образуется замыкающая ДС. Если одна из ОЛН типа [001] наклонена к плоскости поверхности, то появляющиеся клиновидные домены расположены не только около торцов, но и вдали от них, занимая значит. суммарный объём кристалла. При дальнейшем уменьшении поля возникают и развиваются домены с вектором M, противоположным первоначальной намагниченности образца. Аналогичные процессы происходят и при значит. отклонении поверхности образца от плоскости {100}.

В отличие от магнитно-одноосных кристаллов, в магнитно-многоосных кристаллах перестройка ДС может происходить и под действием растягивающих или сжимающих упругих напряжений.

Динамические эффекты и применение доменных структур. Перестройка ДС наблюдается в квазистатистическом, а при небольших частотах ($\omega\sim 10^2$ Гц в Fe3%Si) и в динамич. режиме изменения внеш. магн. поля; кроме того, в динамич. режиме наблюдается ряд др. явлений. Напр., если в пластине Fe3%Si с плоскостью поверхности {110} и с простой полосовой ДС приложить внешнее переменное магн. поле, поляризованное вдоль направления намагниченности одного из доменов и имеющее большую амплитуду (по порядку величины совпадающую с H_s), то при изменении амплитуды H_a поля H при фиксир. частоте ω (напр., 100 Гц в Fe3%Si) или при изменении ω при фиксированном H_a число доменов увеличивается — *динамическое дробление* ДС (Я. С. Шур, В. А. Зайкова, Е. Б. Хан, 1970). При аналогичных условиях иногда в переменном поле наблюдают дрейф целиком всей ДС в одном из направлений, перпендикулярном к ДГ (Драгошанский, Зайкова, Хан, 1974).

Движение ДГ приводит также к т. н. *неоднородному ферромагнитному резонансу* (резонансу ДГ). Он может возникать лишь при отклонении вектора M от плоскости ДГ, что приводит к появлению магн. «зарядов», а следовательно, и появлению магнитостатич. энергии, обусловливающей инерционные свойства ДГ (напр., их эфф. массу m^*, составляющую для мн. ферромагн. веществ ок. 10^{-10} г/см^2). Обычно ДГ испытывает воздействие квазиупругой возвращающей силы, коэффициент k к-рой может быть оценён по нач. восприимчивости ферромагнетика χ_0 согласно ф-ле $k=M_s^2/\chi_0 D$, где D — ср. размер домена, M_s — намагниченность насыщения. Благодаря этой квазиупругой силе ДГ обладает собственной частотой $\omega_0=(k/m^*)^{1/2}$. Для ферромагнетиков с $D\approx 10^{-4}$ см, $\chi_0\approx 10$, $M_s\approx 10^3$ Гс имеем $k\approx 10^9$ эрг/см^4, что даёт $\omega_0\approx 3{,}5\cdot 10^9$ с$^{-1}$. Резонанс ДГ стал мощным методом исследования их тонкой структуры, связанной с существова-

нием вертикальных и горизонтальных линий Блоха, а также др. неоднородностей (подробнее см. в ст. *Доменной стенки динамика*). Малые размеры доменов и структурных элементов ДГ (блоховских линий) в сочетании с их высокими подвижностями позволяют использовать эти объекты в устройствах записи информации высокой плотности (ЦМД-устройства и устройства на вертикальных блоховских линиях).

Важная роль Ф. д. и ДС связана также с тем, что наличие неоднородного магн. состояния существенно сказывается на ряде физ. явлений, в числе к-рых распространение и поглощение упругих и *спиновых волн*, ферромагнитный резонанс, *Мёссбауэра эффект*, электропроводность и др.; кроме того, наличие ДС влияет на процессы *намагничивания* и определяет генезис формирования таких практически важных характеристик ферромагнетиков, как эл.-магн. потери, *намагниченность остаточная, коэрцитивная сила* и др.

Лит.: Вонсовский С. В., Шур Я. С., Ферромагнетизм, М.—Л., 1948; Вонсовский С. В., Магнетизм, М., 1971; Тикадзуми С., Физика ферромагнетизма. Магнитные свойства вещества, пер. с япон., М., 1983; Филиппов Б. Н., Танкеев А. П., Динамические эффекты в ферромагнетиках с доменной структурой, М., 1987; Зайкова В. А., Старцева И. Г., Филиппов Б. Н., Доменная структура и магнитные свойства электротехнических сталей, М., 1992.

Б. Н. Филиппов.

ФЕРРОМАГНИ́ТНЫЙ РЕЗОНА́НС — резонансное поглощение эл.-магн. энергии *ферромагнетиком*, один из видов электронного *магнитного резонанса* в твёрдом теле. От *электронного парамагнитного резонанса* (ЭПР) Ф. р. отличается тем, что поглощение энергии при Ф. р. на много порядков сильнее и условие резонанса (связь между резонансной частотой перем. поля и величиной пост. магн. поля) существенно зависит от формы образцов. Эти отличия вызваны тем, что Ф. р. является коллективным эффектом: элементарные магн. моменты ферромагнетика сильно связаны и поглощение энергии происходит в результате взаимодействия перем. поля с суммарными магн. моментами макроскопич. объёмов вещества. Поэтому описание Ф. р. возможно в рамках классич. макроскопич. теории. Термин «Ф. р.» иногда распространяют и на магн. резонанс в ферримагнетиках, поскольку теория Ф. р. применима к одному из типов колебаний намагниченности в ферримагнетиках. Однако резонанс в ферримагнетиках имеет ряд особенностей (см. *Ферримагнитный резонанс*). Однородные колебания намагниченности, происходящие при Ф. р., могут рассматриваться как предельный случай элементарных возбуждений магн. системы ферромагнетика — *спиновых волн* при волновом числе $k \to 0$.

Ф. р. предсказал в 1912 В. К. Аркадьев исходя из классических, а в 1923 Я. Г. Дорфман исходя из квантовых соображений. В 1935 Л. Д. Ландау и Е. М. Лифшиц получили ур-ние движения намагниченности, являющееся основой классич. теории Ф. р. Важный вклад в эту теорию внёс Ч. Киттель (C. Kittel, 1948), выяснивший влияние на условие Ф. р. формы образца и магн. анизотропии. Экспериментально Ф. р. в металлах обнаружил Дж. Гриффитс (J. H. K. Griffiths, 1946), в ферритах — У. Хьюитт (W. H. Hewitt, 1949). Установки (спектрометры) для эксперим. исследования Ф. р. включают в себя генератор СВЧ, резонатор или волновод с исследуемым образцом, детектор с системой индикации и магн. систему. Они принципиально не отличаются от спектрометров ЭПР. Но при исследовании Ф. р., в отличие от ЭПР, обычно не требуется (кроме случая тонких плёнок или проволок) высокой чувствительности, а возникает проблема правильного перехода от непосредственно измеряемых коэф. прохождения или отражения к компонентам тензора динамич. магн. восприимчивости (см. *Магнитная проницаемость*).

Динамическая магнитная восприимчивость. Ур-ние движения намагниченности M ферромагнетика (Ландау — Лифшица ур-ние) имеет вид:

$$\frac{\partial \boldsymbol{M}}{\partial t} = -\gamma [\boldsymbol{M}\boldsymbol{H}_{эф}] + \boldsymbol{R}, \qquad (1)$$

где t — время; $\gamma = |e|g/2mc \equiv g\mu_Б$ — *магнитомеханическое отношение* (e — заряд электрона, m — его масса покоя, c — скорость света, g — фактор спектроскопического расщепления, $\mu_Б$ — магнетон Бора); $\boldsymbol{H}_{эф}$ — эфф. поле; $\boldsymbol{R}$ — диссипативн. член, учитывающий потери энергии. Если намагниченность обусловлена только спиновыми моментами электронов, то $g = 2{,}0023$ и $\gamma = 1{,}7609 \cdot 10^7\ Э^{-1} с^{-1}$. Эффективное поле

$$\boldsymbol{H}_{эф} = -\frac{\partial F}{\partial \boldsymbol{M}} + \sum_j \frac{\partial}{\partial x_j}\left[\frac{\partial F}{\partial(\partial \boldsymbol{M}/\partial x_j)}\right], \qquad (2)$$

где x_j — декартовы координаты ($j = 1, 2, 3$); F — плотность свободной энергии (в дальнейшем будем называть её энергией), включающая магн. энергию (во внеш. поле и внутреннюю) и энергии взаимодействия магн. подсистемы ферромагнетика со всеми др. подсистемами. Классич. теория Ф. р. основывается на решении ур-ния (1) совместно с ур-ниями классич. электродинамики с учётом граничных условий на всех поверхностях раздела сред, входящих в рассматриваемую систему.

Динамич. магн. восприимчивость ферромагнетика может быть найдена в результате решения ур-ния (1) при заданных постоянном $\boldsymbol{H}_0$ и переменном $\boldsymbol{h}_\sim$ магн. полях в каждой точке; при этом в учёте ур-ний электродинамики и граничных условий нет необходимости. Сделаем следующие допущения: 1) намагниченность однородна; тогда в правой части ур-ния (2) нужно принимать во внимание только первый член; 2) ферромагнетик изотропный и непроводящий, *магнитоупругое взаимодействие* не учитывается; тогда в F входят только магн. энергия $-\boldsymbol{M}(\boldsymbol{H}_0 + \boldsymbol{h}_\sim)$ и обменная энергия, к-рую при однородной намагниченности можно записать в виде $F_{обм} = -(1/2)\Lambda M^2$, где Λ — константа обменного взаимодействия; эфф. поле обменного взаимодействия в ур-ние (1) не войдёт и, т. о., $\boldsymbol{H}_{эф} = \boldsymbol{H}_0 + \boldsymbol{h}_\sim$; 3) потери энергии не учитываются, т. е. $\boldsymbol{R} = 0$; 4) рассматривается случай малых амплитуд, т. е. $h_\sim \ll H_0$, $m_\sim \ll M_0$, где $\boldsymbol{M}_0$ — постоянная, $\boldsymbol{m}_\sim$ — переменная составляющие $\boldsymbol{M}$.

Решая ур-ние (1) при этих допущениях методом последоват. приближений, в нулевом приближении по малым величинам $h_\sim/H_0$ и $m_\sim/M_0$ получим $[\boldsymbol{M}_0\boldsymbol{H}_0] = 0$ (в общем случае было бы $[\boldsymbol{M}_0\boldsymbol{H}_{эф\,0}] = 0$). В первом приближении, принимая гармонич. зависимость от времени ($h_\sim = h\exp i\omega t$, $m_\sim = m\exp i\omega t$), получим линеаризов. ур-ние движения для комплексных амплитуд h и m, решение к-рого имеет вид $m = \overleftrightarrow{\chi} h$, где $\overleftrightarrow{\chi}$ — тензор динамич. магн. восприимчивости:

$$\overleftrightarrow{\chi} = \begin{vmatrix} \chi & i\chi_a & 0 \\ -i\chi_a & \chi & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{vmatrix}; \qquad (3)$$

здесь

$$\chi = \frac{\gamma M_0 \omega_H}{\omega_H^2 - \omega^2},\ \chi_a = \frac{\gamma M_0 \omega}{\omega_H^2 - \omega^2}, \qquad (4)$$

а $\omega_H = \gamma H_0$. Как видно из выражений (3) и (4), тензор $\overleftrightarrow{\chi}$ обладает антисимметричными недиагональными компонентами $i\chi_a$ и $-i\chi_a$ и характеризуется резонансной зависимостью всех компонент от частоты и пост. поля (рис. 1). Первое свойство приводит к ряду т. н. невзаимных эффектов в системах, содержащих намагниченные ферромагн. образцы, в частности к *Фарадея эффекту*, а второе свойство обусловливает Ф. р.

Для учёта потерь энергии следует решать ур-ние (1) с диссипативным членом $\boldsymbol{R}$; он записывается обычно в одной из следующих форм: в форме, первоначально предложенной Ландау и Лифшицем:

$$\boldsymbol{R} = -\frac{\lambda}{M^2}[\boldsymbol{M}[\boldsymbol{M}\boldsymbol{H}]],$$

в форме Гильберта:

$$\boldsymbol{R} = \frac{\alpha}{M}\left[\boldsymbol{M}\frac{\partial \boldsymbol{M}}{\partial t}\right]$$

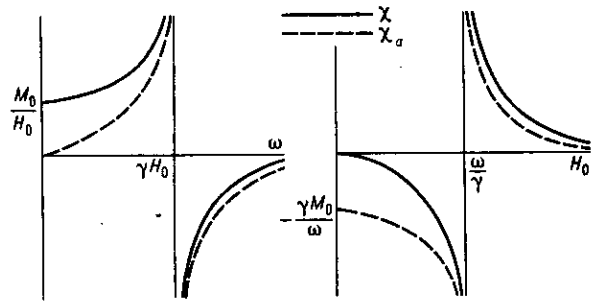


Рис. 1. Частотные и полевые зависимости компонент тензора магнитной ВЧ-восприимчивости, намагниченного до насыщения изотропного ферромагнетика (без учёта потерь).

или в форме Блоха — Бломбергена:

$$\boldsymbol{R} = -\omega_r(\boldsymbol{M} - \chi_0 \boldsymbol{H}),$$

где $\chi_0 = M_0/H_0$. В рассматриваемом линейном приближении и при малых потерях эти формы эквивалентны и входящие в них параметры диссипации связаны соотношениями $\lambda = \alpha M_0 = \omega_r M_0/H_0$. С учётом потерь компоненты $\vec{\chi}$ становятся комплексными, их вещественные части χ' и χ'_a проходят через нуль, а мнимые χ'' и χ''_a — через максимум вблизи $\omega = \omega_H$. В этой точке

$$\chi'_{\text{рез}} = \frac{1}{2}\chi_0,\ \chi'_{a\,\text{рез}} = 0,\ \chi''_{\text{рез}} \simeq \chi''_{a\,\text{рез}} = \frac{\chi_0}{2\alpha}.$$

Частотные зависимости компонент тензора магн. проницаемости $\vec{\mu} = 1 + 4\pi\vec{\chi}$ приведены на рис. 2.

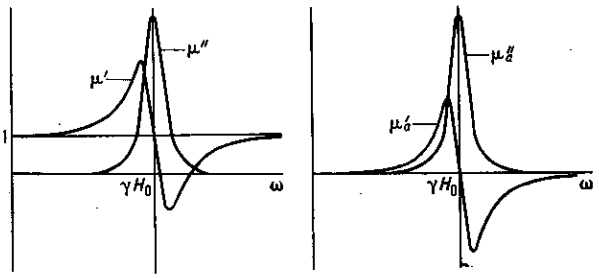


Рис. 2. Частотные зависимости компонент тензора магнитной ВЧ-проницаемости намагниченного до насыщения изотропного ферромагнетика.

Ферромагнитный резонанс в малом эллипсоиде. Для описания Ф. р. в конкретных системах, содержащих ферромагн. образцы, необходимо решать граничные эл.-динамич. задачи при соответствующих значениях компонент $\vec{\mu}$ и диэлектрич. проницаемости $\vec{\varepsilon}$. Простейшей из таких задач является задача о Ф. р. в малом (по сравнению с длиной эл.-магн. волны) эллипсоиде, находящемся в заданных внеш. полях: постоянном $\boldsymbol{H}_{e0}$ и переменном с комплексной амплитудой $\boldsymbol{h}_e$. Малость образца позволяет ограничиться магнитостатич. приближением, т. е. пренебречь в ур-ниях Максвелла членами $(1/c)\,\partial(\vec{\varepsilon}e)/\partial t$ и $(1/c)\partial(\vec{\mu}h)/\partial t$. Тогда внутр. поле $\boldsymbol{H}$ и намагниченность $\boldsymbol{M}$ в ферромагн. эллипсоиде однородны и связаны с внеш. полем $\boldsymbol{H}_e$ соотношением

$$\boldsymbol{H} = \boldsymbol{H}_e - \vec{N}\boldsymbol{M}, \qquad (5)$$

где $\vec{N}$ — симметричный тензор размагничивания. В осях координат, совпадающих с осями эллипсоида, он становится диагональным, и его компоненты наз. *размагничивающими факторами*; их сумма $N_x + N_y + N_z = 4\pi$. Выражения (5) справедливы для постоянных и переменных составляющих. Подставляя их в линеаризов. ур-ние движения, мы получим зависимость $\boldsymbol{m}$ от внеш. поля: $\boldsymbol{m} = \vec{\chi}^e \boldsymbol{h}_e$, где $\vec{\chi}^e$ — внеш. динамич. восприимчивость. Тензор $\vec{\chi}^e$, как и $\vec{\chi}$, несимметричен; в отличие от $\vec{\chi}$, он характеризует не вещество, а образец (точнее, малый эллипсоид) из этого вещества.

Без учёта потерь компоненты $\vec{\chi}^e$ имеют полюса при частоте

$$\omega_0 = \gamma\{[H_{e0z} + (N_{11} - N_{33})M_0] \times$$
$$\times [H_{e0z} + (N_{22} - N_{33})M_0] - N_{12}^2 M_0^2\}^{1/2}, \qquad (6)$$

где $N_{ij}(i, j = 1, 2, 3)$ — компоненты тензора $\vec{N}$ в системе координат, в к-рой третья ось (ось z) совпадает с направлением $\boldsymbol{M}_0$, а H_{e0z} — проекция $\boldsymbol{H}_{e0}$ на эту ось. Если $\boldsymbol{H}_{e0}$ направлено по одной из осей эллипсоида, то $H_{e0z} = H_{e0}$, $N_{11} = N_x$, $N_{22} = N_y$, $N_{33} = N_z$, а $N_{12} = 0$. Ф-ла (6) переходит при этом в формулу Киттеля; её частные случаи приведены в табл. Для сферы зависимость $\omega_0(H_{e0})$ является наиб. простой и не содержит M_0. Поэтому образцы в виде сферы наиб. широко используются при эксперим. исследованиях Ф. р.

Частоты ферромагнитного резонанса в малых образцах

Образец	Направление намагничивания	Размагничивающие факторы			Частоты
		N_x	N_y	N_z	
Тонкая пластина	Касательное	0	4π	0	$(\omega_0/\gamma)^2 = H_{e0}(H_{e0} + 4\pi M_0)$
	Нормальное	0	0	4π	$\omega_0/\gamma = H_{e0} - 4\pi M_0$
Тонкий цилиндр	Продольное	2π	2π	0	$\omega_0/\gamma = H_{e0} + 2\pi M_0$
	Поперечное	2π	0	2π	$(\omega_0/\gamma)^2 = H_{e0}(H_{e0} - 2\pi M_0)$
Сфера		$\frac{4}{3}\pi$	$\frac{4}{3}\pi$	$\frac{4}{3}\pi$	$\omega_0/\gamma = H_{e0}$

При нек-рых условиях в малых образцах возможно возбуждение также неоднородных колебаний намагниченности, напр. *уокеровских колебаний* в эллипсоидах вращения, в частности в сферах и дисках.

С учётом потерь компоненты $\vec{\chi}_e$ — диагональные χ_x^e и χ_y^e и антисимметричные χ_a^e — становятся комплексными, их мнимые части имеют максимумы вблизи частоты, определяемой ур-нием (6), к-рая и является частотой Ф. р. в малом эллипсоиде. Ширины ΔH и $\Delta\omega$ резонансных кривых [соответственно $\chi^e(H_{e0})$ при $\omega = \text{const}$ или $\chi^e(\omega)$ при $H_{e0} = \text{const}$] пропорц. параметрам диссипации λ, α или ω_r, а макс. значения этих кривых обратно пропорц. им. При малых потерях $(\alpha \ll 1)\Delta H = \gamma\Delta\omega \simeq 2\alpha\omega_0$, и в частном случае эллипсоида вращения

$$(\chi_x^e)''_{\text{рез}} = (\chi^e)''_{\text{рез}} = (\chi_a^e)''_{\text{рез}} \equiv \chi''_{\text{рез}} = \frac{\gamma M_0}{2\alpha\omega_0},$$

так что имеет место соотношение $\Delta H \chi''_{\text{рез}} = M_0$.

Намагниченный ферромагн. эллипсоид вблизи резонансной частоты может рассматриваться как колебат. система с добротностью $Q_0 = \omega_0/\gamma\Delta H$; в случае эллипсоида вращения $Q_0 = 1/2\alpha$. В образцах из высококачеств. монокристаллов ферро- или ферримагнетиков величины ΔH малы и добротности достигают больших значений. Напр., для феррита $Y_3Fe_5O_{12}$ со структурой граната (ЖИГ) в трёхсантиметровом диапазоне $\Delta H \sim 0{,}3$ Э и $Q_0 \sim 10^4$.

Влияние кристаллографич. *магнитной анизотропии* на Ф. р. может быть учтено, если к величине $\boldsymbol{H}_{\text{эф}}$ в ур-нии (3) добавить, согласно ур-нию (2), эфф. поле анизотропии:

$$\boldsymbol{H}_{\text{ан}} = -\partial F_{\text{ан}}/\partial \boldsymbol{M},$$

где $F_{\text{ан}}$ — энергия кристаллографич. магн. анизотропии. В случае монокристаллич. образца это приводит к зависимости резонансной частоты или резонансного поля от углов, к-рые образует вектор $\boldsymbol{M}_0$ с осями кристаллич. решётки образца. Пример такой зависимости приведён на

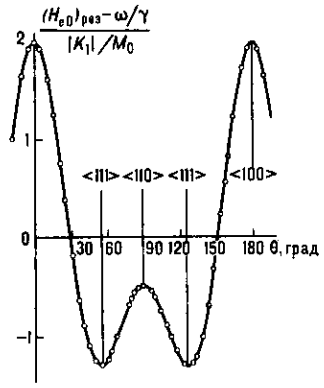


Рис. 3. Угловая зависимость резонансного поля для кубического монокристалла с первой константой анизотропии $K_1<0$. θ — угол между внешним постоянным магнитным полем и осью $\langle 100\rangle$ в плоскости $\{110\}$. Точки — эксперимент для сферы из $Y_3Fe_5O_{12}$ на частоте 9,3 Гц при комнатной температуре; линия — расчёт при $|K_1|\int M_0 \ll H_{e0}$.

рис. 3; поле $H_{рез}$ максимально при ориентации M_0 по оси $\langle 100\rangle$, являющейся в данном случае осью трудного намагничивания, и минимально, когда M_0 направлена вдоль *оси лёгкого намагничивания*.

В поликристаллич. образцах разброс направлений кристаллографич. осей в разл. зёрнах приводит к уширению $\Delta H_{ан}$ и сдвигу резонансных кривых по отношению к резонансным кривым изотропных образцов. В предельном случае $|K_1|/M_0 \gg 4\pi M_0$ (где K_1 — первая константа анизотропии), когда колебания намагниченности в разл. зёрнах можно считать независимыми, $\Delta H_{ан}$ оказывается $\sim 2|K_1|/M_0$. Однако для большинства поликристаллич. магн. материалов, используемых в технике СВЧ, выполняется обратное неравенство, и магн. взаимодействие переменных намагниченностей зёрен приводит к существенному уменьшению $\Delta H_{ан}$.

На Ф. р. оказывает также влияние магнитоупругая анизотропия, обусловленная упругими напряжениями, спонтанными или внешними. Внеш. напряжения приводят к сдвигу резонансных кривых, зависящему от магнитоупругих постоянных веществ. Неоднородные упругие напряжения, в частности вызванные дислокациями, приводят к расширению резонансных кривых. Заметный вклад в ΔH поликристаллов вносит пористость.

Процессы релаксации при ферромагнитном резонансе, к-рые феноменологически учитываются параметрами диссипации λ, α или ω, и определяют величины ΔH и $(\chi^e_{рез})''$, могут быть подразделены на спин-спиновые и спин-решёточные. Первые осуществляют передачу энергии от непосредственно возбуждаемого при Ф. р. однородного типа колебаний другим, неоднородным колебаниям магн. (спиновой) системы ферромагнетика — *спиновым волнам*. Вторые приводят к передаче энергии от магн. системы кристаллич. решётке, причём эта передача может происходить непосредственно (прямая спин-решёточная релаксация) или через др. подсистемы (косвенная спин-решёточная релаксация). Спин-спиновые процессы, в свою очередь, делятся на собственные (к-рые могут протекать и в идеальном кристалле) и несобственные (обусловленные дефектами).

Для описания процессов релаксации при Ф. р. необходимо использовать квантовые представления. Собственные процессы спин-спиновой релаксации трактуются при этом как процессы рождения и уничтожения квазичастиц — *магнонов*, обусловленные высшими, неквадратичными членами гамильтониана идеального ферромагнетика в представлении *вторичного квантования*. Наиб. роль играют, вообще говоря, трёхмагнонные процессы слияния и расщепления, вызванные магн. взаимодействием, и четырёхмагнонные процессы рассеяния, обусловленные обменным взаимодействием (рис. 4). Однако в случае релаксации однородных колебаний намагниченности, возбуждаемых при Ф. р., процессы трёхмагнонного слияния и четырёхмагнонного рассеяния запрещены законами сохранения энергии и квазиимпульса магнонов. Процесс трёхмагнонного расщепления в ферромагнетике разрешён лишь при низких частотах, в случае сферич. образцов — при

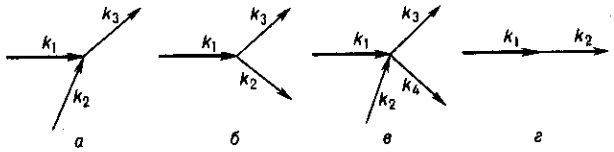


Рис. 4. Элементарные процессы, лежащие в основе процессов релаксации при ферромагнитном резонансе: *а* — трёхмагнонных процессов слияния; *б* — трёхмагнонных процессов расщепления; *в* — четырёхмагнонных процессов рассеяния; *г* — двухмагнонных процессов (в неидеальном кристалле); k_1 — волновой вектор магнонов, релаксация которых рассматривается.

$\omega<(2/3)\gamma 4\pi M_0$; вклад его в ΔH не превышает $\sim 0{,}1$ Э. Пренебрежимо малым является вклад в ΔH (для однородных магн. колебаний) и процессов прямой спин-решёточной релаксации. Сравнительно большие величины ΔH, к-рые наблюдаются в поликристаллич. ферритах и несовершенных образцах монокристаллов, обусловлены несобственными процессами спин-спиновой релаксации и косвенными спин-решёточными процессами.

В неидеальных кристаллах закон сохранения квазиимпульса может не выполняться при элементарных процессах превращения магнонов, и поэтому могут происходить несобственные двухмагнонные процессы уничтожения магнона однородных колебаний и рождения вырожденного с ним (имеющего ту же частоту) магнона с $k\neq 0$ (рис. 4). Такие процессы можно назвать процессами рассеяния магнонов на неоднородностях. Неоднородностями могут являться: «химические» неоднородности — флуктуации распределения ионов по узлам кристалла; упоминавшиеся выше вариации направлений кристаллографич. осей в поликристаллах; неоднородные упругие напряжения; «геометрические» неоднородности — поры и шероховатости поверхности образцов. Последний вид неоднородностей играет большую роль в случае образцов из совершенных монокристаллов; получение упоминавшихся выше малых значений ΔH требует тщательной полировки поверхности образцов.

Среди процессов косвенной спин-решёточной релаксации наиб. роль играют процессы, связанные с носителями заряда (см. ниже), и процессы, обусловленные ионами с сильным спин-орбитальным взаимодействием и высокой частотой собственной релаксации. К таким ионам относятся редкоземельные ионы, присутствующие в виде малых примесей в ЖИГ, и ионы Fe^{2+} и Fe^{4+}, к-рые возникают в ЖИГ и др. ферритах вследствие образования вакансий или замещения части основных ионов Fe^{3+} ионами с др. валентностью. Характерными чертами влияния таких ионов на Ф. р. являются максимумы $H_{рез}$ при нек-рых углах между M_0 и осями кристалла и температурные максимумы ΔH, к-рые возникают при таких темп-рах (обычно в интервале 10—100 К), когда частота релаксации ионов становится равной частоте колебаний ω.

Ф. р. в эллипсоидальных (в частности, сферических) образцах с размерами, превышающими такие, при к-рых хорошо применимо магнитостатич. приближение, иногда наз. магнитодинамическим резонансом. Его можно трактовать (рис. 5) как результат связи между магнитостатич. колебаниями (частота к-рых не зависит от размера и — в случае сферы — пропорциональна H_{e0}) и эл.-

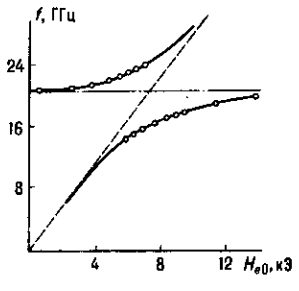


Рис. 5. Зависимость частоты ферромагнитного резонанса в сфере большого (3,72 мм) диаметра от внешнего постоянного магнитного поля. Штриховая линия — «киттелевская» частота γH_{e0}; штрих-пунктир — частота электромагнитных колебаний сферы с $\mu=1$; кружки — эксперимент на частоте 9,3 ГГц.

магн. колебаниями образца с $\mu = 1$ (частота к-рых обратно пропорц. размерам и не зависит от H_{e0}). Для образцов ещё больших размеров и неэллипсоидальной формы, напр. для ферритовых образцов в волноводах, к-рые используются в ферритовых СВЧ-устройствах, такая трактовка неприменима и необходимо решение соответствующих граничных эл.-динамич. задач.

Ф. р. может наблюдаться и в ненасыщенных образцах при наличии *ферромагнитных доменов*. Если доменная структура является регулярной, т. е. имеется неск. групп доменов с разл. ориентациями пост. намагниченности, напр. две группы с M_{10} и M_{20}, то происходят связанные колебания намагниченности в этих группах и число резонансных частот или полей равно числу групп доменов. Для наблюдения такого резонанса в нек-ром интервале значений поля H_{e0} необходимо, чтобы это поле не приводило к смещению границ доменов. Доменная структура и частоты Ф. р. для одного из случаев, когда это условие выполняется, приведены на рис. 6. Тип колебаний с частотой

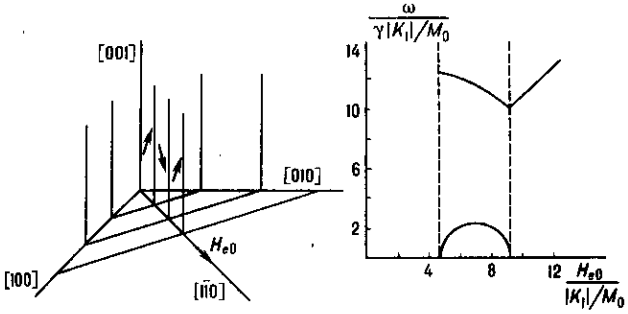


Рис. 6. Доменная структура и часто́ты ферромагнитного резонанса в малой сфере из кубического ферромагнетика при $K_1 < 0$ (K_1 — первая константа анизотропии).

ω_1 возбуждается перем. магн. полем, перпендикулярным пост. полю $\boldsymbol{H}_{e0}$, а тип колебаний с частотой $\omega_{\parallel}$ — перем. полем, параллельным $\boldsymbol{H}_{e0}$.

При нерегулярной доменной структуре, к-рая, как правило, имеет место в поликристаллич. образцах, разброс ориентаций $\boldsymbol{M}_0$, размеров и формы доменов приводит к значит. уширению резонансных кривых. В отсутствие внеш. пост. поля поглощение эл.-магн. энергии (т. н. естественный Ф. р.) происходит в широком интервале частот:

$$\gamma\frac{2|K_1|}{M_0} < \omega < \gamma\left(\frac{2|K_1|}{M_0} + 4\pi M_0\right).$$

При рассмотрении влияния носителей заряда на Ф. р. представляют интерес два предельных случая: $\delta \gg d$ и $\delta \ll d$, где d — наим. размер образца (для плёнки — её толщина, для сферы — диаметр), δ — глубина проникновения эл.-магн. поля в вещество (толщина скин-слоя, см. *Скин-эффект*). В первом случае, к-рый обычно реализуется в *ферритах*, электропроводность приводит к джоулевым потерям, обусловленным вихревыми токами, к-рые наводятся перем. намагниченностью. В частности, для сферы обусловленное этим эффектом уширение резонансной кривой

$$\Delta H_{\sigma} = \frac{4}{45}4\pi M_0\varepsilon''\,(k_0R)^2,$$

где $\varepsilon'' = 4\pi\sigma/\omega$, σ — уд. проводимость, $k_0 = \omega/c$, а R — радиус сферы. Оценка показывает, что в трёхсантиметровом диапазоне этот вклад в ΔH становится существенным ($\Delta H_{\sigma} \approx 1$ Э) при $\varepsilon'' \approx 0{,}1$ и радиусе сферы $R \approx 1$ мм.

В ферритах, электропроводность к-рых носит характер термоактивированных перескоков электронов между разновалентными ионами, напр. Fe^{2+} и Fe^{3+}, существует и др. источник магн. потерь при Ф. р., связанный с электропроводностью. Он похож на упомянутый выше процесс косвенной спин-решёточной релаксации, обусловленный ионами с сильной спин-орбитальной связью. Отличие заключается лишь в том, что теперь под действием колебаний намагниченности происходят не внутриионные, а межионные переходы электронов; вследствие бóльших времён релаксации, связанных с этими переходами, температурные максимумы ΔH лежат теперь при более высоких темп-рах.

В другом предельном случае ($\delta \ll d$), характерном для *металлов*, колебания намагниченности при Ф. р. являются неоднородными, их амплитуды экспоненциально убывают по мере удаления от поверхности ферромагн. металла. В грубом приближении можно считать, что колебания однородны, но происходят только в поверхностном слое толщиной δ. Тогда для расчёта условий резонанса можно использовать ф-лу (6), помня, однако, что входящая в неё величина N_{33} представляет собой размагничивающий фактор для пост. полей, а остальные компоненты тензора размагничивания суть эфф. размагничивающие факторы для тонкой плёнки, прилегающей к поверхности образца.

В действительности при Ф. р. в металле на его поверхности возбуждаются спиновые волны, к-рые распространяются в глубь металла и затухают, в осн., на длине δ вследствие магн. потерь и электрич. потерь, обусловленных проводимостью металла. Теория этого процесса должна учитывать влияние обменного взаимодействия на параметры всех 4 типов волн, к-рые могут распространяться в ферромагн. металле, а также дополнит. (обменные) граничные условия на поверхности металла. В результате может быть вычислен поверхностный импеданс металла Z_S и найдена ширина резонансной линии ΔH, к-рая в данном случае определяется, как ширина кривой $Z_S^{2\prime}(H_0)$ на половине её высоты. Сравнение результатов таких расчётов с экспериментом позволяет найти вклад $\Delta H_{маг}$ магн. потерь, пропорциональный параметру диссипации в уравнении Ландау — Лифшица, и вклад $\Delta H_{обм}$, обусловленный проводимостью и обменным взаимодействием. В случае преобладания этого вклада и нормального скин-эффекта

$$\Delta H_{обм} \simeq (2\pi/c)\sqrt{2DM_0\sigma\omega},$$

где D — постоянная неоднородного обмена (или спиновой жёсткости). Такого же порядка оказывается и сдвиг (в сторону меньших полей) $H_{рез}$. Для более точного определения вклада $\Delta H_{маг}$ может быть использовано явление антирезонанса, когда $\Delta H_{обм}$ отсутствует. Вклад $\Delta H_{обм}$ преобладает, в частности, в сантиметровом диапазоне для монокристаллов Fe, а вклад $\Delta H_{маг}$ — для монокристаллов Ni.

Применение в технике. Ф. р. часто понимается в широком смысле как совокупность явлений, происходящих в ферро- и ферримагнетиках, находящихся в постоянном (или медленно изменяющемся) магн. поле и переменном эл.-магн. поле диапазона СВЧ. При таком определении Ф. р. это явление лежит в основе всех магн. (ферритовых) устройств, используемых в технике СВЧ. Если принять более узкое определение Ф. р. как совокупности явлений, происходящих вблизи резонансных значений частоты и пост. поля, то Ф. р. в поликристаллич. ферритах используется в резонансных вентилях СВЧ-диапазона, а в монокристаллах — в ферритовых СВЧ-фильтрах. Ф. р. широко применяется для измерения параметров ферро- и ферримагнетиков: констант магн. кристаллографич. анизотропии, магнитоупругих постоянных, а также (с применением несферич. образцов или уокеровских типов колебаний в сферах) пост. намагниченности.

Нелинейные явления при ферромагнитном резонансе. Уравнение движения намагниченности (1) нелинейно, и при достаточно больших амплитудах перем. магн. поля возникают многочисл. нелинейные явления. Они подразделяются на два вида: одномодовые и обусловленные нелинейной связью между разл. типами колебаний (модами). Явления первого вида обусловлены прежде всего тем, что, как следует из ур-ния (1), длина вектора $\boldsymbol{M}$ сохраняется, т. е. конец его при колебаниях движется по поверхности сферы. При этом проекция M_z намагниченности на направление

H_0 и M_0 уменьшается с ростом амплитуды колебаний. Уменьшение M_z сопровождается уменьшением компонент тензора магн. восприимчивости, т. е. насыщением Ф. р.

Уменьшение M_z при Ф. р. может быть использовано для детектирования колебаний, однако чувствительность таких детекторов оказывается низкой. При отсутствии цилиндрич. симметрии образца (геометрической или кристаллографической) относительно направления H_0 величина M_z при больших амплитудах колебаний зависит от времени, причём преобладает 2-я гармоника. Этот эффект может быть использован для создания удвоителей частоты СВЧ-диапазона.

Второй вид нелинейности — связь между разл. типами колебаний намагниченности — лежит в основе т. н. параметрического возбуждения спиновых волн. Оно приводит к «преждевременному» насыщению Ф. р. при амплитудах перем. поля, значительно меньших, чем те, при к-рых насыщение должно было бы наступить вследствие упомянутой выше одномодовой нелинейности, а также к дополнит. поглощению при величинах пост. поля, меньших, чем резонансные (рис. 7). Эти явления обнаружи-

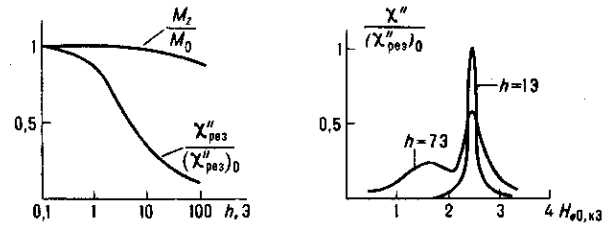


Рис. 7. Ферромагнитный резонанс при больших амплитудах переменного магнитного поля $h_\sim$.

ли в 1952 Н. Бломберген (N. Blombergen) и Р. У. Деймон (R. W. Damon); качественное их объяснение дали в 1955 Ф. У. Андерсон (P. W. Anderson) и Х. Сул (H. Suhl). Нелинейная связь однородных колебаний намагниченности и спиновых волн приводит к передаче им энергии однородных колебаний. При нек-рой пороговой амплитуде перем. намагниченности эта энергия превышает потери энергии спиновых волн и наступает нестабильный рост нек-рой пары спиновых волн с взаимнопротивоположными волновыми векторами $\boldsymbol{k}$ и $-\boldsymbol{k}$ и суммой фаз, определяемой фазой перем. поля. Разность фаз пары остаётся случайной, так что возбуждаемые спиновые волны являются лишь частично когерентными.

Пороговая амплитуда перем. поля $h_{пор}$ оказывается наименьшей для нестабильности 1-го порядка (один магнон однородной прецессии с частотой ω_0 порождает одну пару спиновых волн с частотой $\omega_k=\omega_0/2$) при Ф. р.:

$$h_{пор\,1\,рез}\simeq\Delta H_0\Delta H_k/4\pi M_0,$$

где ΔH_0 — ширина резонансной кривой однородных колебаний, а ΔH_k — спиновых волн. Для монокристаллов ЖИГ $h_{пор\,1\,рез}\approx 10^{-4}$ Э. Однако такой процесс разрешён законами сохранения энергии и импульса лишь при достаточно низких частотах, напр. для сферы при $\omega_0<(2/3)\gamma 4\pi M_0$. Если этот процесс при резонансе запрещён, то нестабильность 1-го порядка наступает при $H_0\sim(0{,}5—0{,}9)\,H_{рез}$ и порог её оказывается на два порядка выше. В обоих случаях возбуждаются пары волн с $k\sim 10^4$ см$^{-1}$ и углами между $\boldsymbol{k}$ и $\boldsymbol{M}_0$ $\theta_k\simeq 45°$. При резонансе же, если процесс 1-го порядка запрещён, имеет место нестабильность 2-го порядка — два магнона однородных колебаний возбуждают одну пару спиновых волн. Пороговое поле в этом случае

$$h_{пор\,2\,рез}\approx\Delta H_0\sqrt{\Delta H_k/\pi M_0}$$

(для монокристаллов ЖИГ $h_{пор\,2\,рез}\approx 10^{-2}$ Э), и возбуждаются пары волн с $k\sim 10^5$ см$^{-1}$ и $\theta_k=0$.

Рассмотренные процессы аналогичны параметрич. возбуждению в контуре колебаний с частотами $n\omega_н/2$ ($n=1, 2, 3, ...$) при модуляции одного из параметров контура с частотой $\omega_н$ — частотой накачки (см. *Параметрический резонанс*). В рассмотренном случае накачкой являлась перем. намагниченность, перпендикулярная $\boldsymbol{M}_0$, что даёт основание называть такие процессы параметрич. возбуждением при поперечной накачке.

Параметрич. возбуждение спиновых волн может происходить, как показали в 1960 Э. Шлёман (E. Schlömann), Дж. Грин (J. J. Green) и В. Милано (V. Milano), и при продольной (или параллельной) накачке, т. е. под действием перем. магн. поля h_z, параллельного $\boldsymbol{H}_0$ (линейный Ф. р. при этом не имеет места). В этом случае возбуждаются пары спиновых волн с $\theta_k=90°$ и величинами k, изменяющимися в широких пределах при изменении H_0. Пороговое поле при продольной накачке

$$h_{z\,пор}=\omega_н\Delta H_k/\gamma 4\pi M_0.$$

Параметрич. возбуждение спиновых волн является вредным эффектом в линейных ферритовых СВЧ-устройствах; оно ограничивает динамич. диапазон этих устройств — приводит к резкому росту потерь при превышении пороговых значений мощности на входе. Но, с др. стороны, оно используется для создания нелинейных ферритовых-СВЧ устройств: ограничителей мощности и подавителей слабых сигналов.

Лит.: Ферромагнитный резонанс и поведение ферромагнетиков в переменных магнитных полях. Сб. ст., под ред. С. В. Вонсовского, М., 1952; Ферромагнитный резонанс, под ред. С. В. Вонсовского, М., 1961; Моносов Я. А., Нелинейный ферромагнитный резонанс, М., 1971; Гуревич А. Г., Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках, М., 1973; Крупичка С., Физика ферритов и родственных им магнитных окислов, пер. с нем., т. 2, М., 1976; Гуревич А. Г., Мелков Г. А., Магнитные колебания и волны, М., 1994.

А. Г. Гуревич.

ФИДЕР в радиотехнике и технике СВЧ (англ. feeder, от feed — питать) — линия передачи, передающая линия, электрическое устройство, по к-рому осуществляется направленное распространение (канализация) эл.-магн. колебаний (волн) от источника к потребителю в системах их передачи и распределения.

ФИЗИКА.

Содержание:

1. Предмет и структура физики 310
2. Основные этапы развития физики 311
3. Фундаметальные физические теории 314
4. Современная экспериментальная физика 318
5. Основные нерешённые проблемы физики 319
6. Связь физики с другими науками и техникой 320

1. Предмет и структура физики

Ф. — наука, изучающая простейшие и вместе с тем наиб. общие свойства и законы движения окружающих нас объектов материального мира. Вследствие этой общности не существует явлений природы, не имеющих физ. свойств или сторон. Понятия Ф. и её законы лежат в основе всего естествознания.

Слово «Ф.» происходит от греч. phýsis — природа. Первоначально, в эпоху ранней греч. культуры, наука была единой и охватывала всё, что было известно о земных и небесных явлениях. По мере накопления фактич. материала и его науч. обобщения происходила дифференциация знаний и методов исследования и Ф. выделилась из общей науки о природе. Однако границы, отделяющие Ф. от др. естеств. наук, в значит. мере условны и меняются с течением времени.

В своей основе Ф. — эксперим. наука: её законы базируются на фактах, установленных опытным путём. Эти законы представляют собой строго определ. количеств. соотношения и формулируются на матем. языке. Различают эксперим. Ф. (опыты, проводимые для обнаружения новых фактов и для проверки открытых физ. законов) и теоретич. Ф., цель к-рой состоит в формулировке общих законов природы и в объяснении конкретных явлений на основе этих законов, а также в предсказании новых явлений. При

изучении любого явления опыт и теория в равной мере необходимы и взаимосвязаны.

В соответствии с многообразием исследуемых форм движения материи Ф. подразделяется на ряд дисциплин, или разделов, в той или иной мере связанных друг с другом. Деление Ф. на отд. дисциплины не однозначно, его можно проводить, руководствуясь разл. критериями. По изучаемым объектам Ф. делится на Ф. элементарных частиц и физ. полей, Ф. ядра, Ф. атомов и молекул, Ф. твёрдых, жидких и газообразных тел, Ф. плазмы. Др. критерий — изучаемые процессы или формы движения материи. Различают механич. движение, тепловые процессы, эл.-магн. явления, гравитационные, сильные, слабые взаимодействия; соответственно в Ф. выделяют механику материальных точек и твёрдых тел, механику сплошных сред (включая акустику), термодинамику, статистич. физику, электродинамику (включая оптику), теорию тяготения, квантовую механику и квантовую теорию поля. При этом мн. процессы изучаются на разных уровнях: на макроскопич. уровне в феноменологических (описательных) теориях и на микроскопич. уровне в статистич. теориях мн. частиц. Указанные способы подразделения Ф. частично перекрываются вследствие глубокой внутр. взаимосвязи между объектами материального мира и процессами, в к-рых они участвуют. По целям исследования выделяют также прикладную Ф. Особо выделяется теория колебаний и волн, что основано на общности закономерностей колебат. процессов разл. физ. природы и методов их исследования. Здесь рассматриваются механич., акустич., электрич. и оптич. колебания и волны с единой точки зрения.

Совр. Ф. имеет дело с немногим числом фундам. законов, или фундам. физ. теорий, охватывающих все разделы Ф. Эти теории представляют собой квинтэссенцию наших знаний о характере физ. процессов и явлений; приближённое, но наиб. полное отображение разл. форм движения материи в природе.

2. Основные этапы развития физики

Становление физики (до 17 в.). Физ. явления окружающего мира издавна привлекали внимание людей. Попытки причинного объяснения этих явлений предшествовали созданию Ф. в совр. смысле этого слова. В эпоху греко-римской культуры (6 в. до н. э.— 2 в. н. э.) впервые зародились идеи об атомном строении вещества (Демокрит, Эпикур, Лукреций), была создана геоцентрич. система мира (Птолемей), установлены простейшие законы статики (правило рычага), открыты законы прямолинейного распространения и отражения света, сформулированы начала гидростатики (закон Архимеда), наблюдались простейшие проявления электричества и магнетизма.

Общий итог приобретённых знаний был подведён Аристотелем (4 в. до н. э.). Физика Аристотеля включала отд. верные положения, но в то же время отвергала мн. прогрессивные идеи предшественников, в частности атомную гипотезу. Признавая значение опыта, Аристотель отдавал предпочтение умозрит. представлениям и не считал опыт гл. критерием достоверности знания. Учение Аристотеля, канонизированное церковью, надолго затормозило развитие науки.

Наука возродилась лишь в 15—16 вв. в борьбе с учением Аристотеля. В сер. 16 в. Н. Коперник (N. Kopernik) выдвинул гелиоцентрическую систему мира и положил начало освобождению естествознания от теологии. Потребности производства, развитие ремёсел, судоходства и артиллерии стимулировали науч. исследования, опирающиеся на опыт. Однако в 15—16 вв. эксперим. исследования носили в осн. случайный характер. Лишь в 17 в. началось систематич. применение эксперим. метода в Ф., и это привело к созданию первой фундам. физ. теории — классич. механики Ньютона.

Формирование физики как науки (нач. 17 — кон. 18 вв.). Развитие Ф. как науки в совр. смысле этого слова начато трудами Г. Галилея (G. Galilei; 1-я пол. 17 в.). Галилей понял, что для открытия законов движения нужно научиться описывать движение математически. Нельзя ограничиваться простым наблюдением за движущимися телами; нужно ставить опыты, чтобы выяснить, как меняются со временем величины, характеризующие движущиеся тела. Галилей показал, что воздействие на данное тело окружающих тел определяет не скорость, как считалось в механике Аристотеля, а ускорение тела. Это утверждение представляло собой первую формулировку закона инерции. Галилей открыл принцип относительности в механике (принцип относительности Галилея), доказал независимость ускорения свободного падения тел от их плотности и массы, с помощью механики обосновал теорию Коперника. Значит. результаты были получены Галилеем и в др. областях Ф. Он изобрёл зрительную трубу и сделал с её помощью ряд астр. открытий (го́ры на Луне, спутники Юпитера и др.). Количеств. изучение тепловых явлений началось после изобретения Галилеем первого термометра.

В 1-й пол. 17 в. началось успешное изучение газов. Ученик Галилея Э. Торричелли (E. Torricelli) открыл атм. давление и создал первый барометр. Р. Бойль (R. Boyle) и Э. Мариотт (E. Mariotte) исследовали упругость газов и сформулировали первый газовый закон, носящий их имя. В это же время В. Снелль (W. Snell) и Р. Декарт (R. Descartes) независимо открыли закон преломления света. К этому же времени относится создание микроскопа. Значит. шаг вперёд в изучении эл.-магн. явлений был сделан в самом нач. 17 в. У. Гильбертом (W. Gilbert): он доказал, что Земля является большим магнитом, и первым строго разграничил электрич. и магн. явления.

Осн. достижением Ф. 17 в. было создание классич. механики. Развивая идеи Галилея, Х. Гюйгенса (C. Huygens) и др. предшественников, И. Ньютон (I. Newton) сформулировал все осн. законы классич. механики (опубл. в труде «Матем. начала натуральной философии», 1687). При построении её впервые был воплощён идеал науч. теории, существующий и поныне: задача науки состоит в поисках наиб. общих, количественно формулируемых законов природы.

Наиб. успехов механика Ньютона достигла при объяснении движения небесных тел. Исходя из законов движения планет, установленных И. Кеплером (J. Kepler) на основе наблюдений Т. Браге (T. Brahe) и др., Ньютон открыл закон всемирного *тяготения*. С помощью этого закона удалось с замечат. точностью рассчитать движение Луны, планет и комет Солнечной системы, объяснить приливы и отливы в океане.

Ньютон придерживался концепции дальнодействия, согласно к-рой взаимодействие тел (частиц) происходит мгновенно непосредственно через пустоту; силы взаимодействия должны определяться экспериментально.

В это же время Гюйгенс и Г. Лейбниц (G. Leibniz) сформулировали закон сохранения кол-ва движения; Гюйгенс создал теорию физ. маятника, построил часы с маятником; Р. Гук (R. Hooke) открыл осн. закон упругости (*Гука закон*). Были заложены основы физ. акустики. М. Мерсенн (M. Mersenne) измерил число колебаний звучащей струны и впервые измерил скорость звука в воздухе. Ньютон дал теоретич. вывод ф-лы для скорости звука.

Во 2-й пол. 17 в. быстро развивалась геом. оптика применительно к конструированию телескопов и др. оптич. приборов и закладывались основы физ. оптики. Ф. Гримальди (F. Grimaldi) открыл *дифракцию света*, а Ньютон провёл фундам. исследования *дисперсии света*. Эти работы Ньютона можно считать началом оптич. спектроскопии. В 1672 О. К. Рёмер (O. K. Roemer) впервые измерил скорость света. Почти одновременно возникли и начали развиваться две разл. теории о физ. природе света — корпускулярная и волновая. Согласно корпускулярной теории Ньютона, свет — это поток частиц, движущихся от источника по всем направлениям. Гюйгенс заложил основы волновой теории света, согласно к-рой свет — это поток волн, распространяющихся в особой гипотетич. среде — эфире, заполняющем всё пространство и проникающем внутрь всех тел.

Т. о., в 17 в. в осн. была построена классич. механика и начаты исследования оптич., электрич., магн., тепловых и акустич. явлений.

В 18 в. продолжалось развитие классич. механики, в частности небесной механики. По небольшой аномалии в движении планеты Уран удалось предсказать существование новой планеты — Нептуна. Уверенность в справедливости механики Ньютона стала всеобщей. На её основе была создана единая механич. картина мира, согласно к-рой всё богатство, всё качеств. многообразие мира — результат различий в движении атомов, слагающих тела, движении, подчиняющемся законам Ньютона. Эта картина мн. годы оказывала сильнейшее влияние на развитие Ф. Объяснение физ. явления считалось научным и полным, если это явление можно было свести к действию законов классич. механики.

Важным стимулом для развития механики послужили запросы зарождавшейся промышленности. В работах Л. Эйлера (L. Euler) и др. была разработана динамика абсолютно твёрдого тела. Параллельно с развитием механики частиц и твёрдых тел шло развитие механики жидкостей, газов и деформируемых тел. Трудами Д. Бернулли (D. Bernoulli), Эйлера, Ж. Лагранжа (J. Lagrange) и др. в 1-й пол. 18 в. были заложены основы гидродинамики идеальной жидкости, т. е. несжимаемой жидкости, лишённой вязкости и теплопроводности. В «Аналитич. механике» Лагранжа ур-ния механики представлены в столь обобщённой форме, что в дальнейшем их удалось применить и к немеханическим, в частности эл.-магнитным, процессам. У. Р. Гамильтон (W. R. Hamilton) установил общий интегральный принцип наименьшего действия классич. механики, к-рый оказался применимым во всей Ф.

В др. областях Ф. происходило дальнейшее накопление опытных данных, формулировались простейшие эксперим. законы. Ш. Дюфе (C. Dufay) открыл существование двух видов электричества и определил, что одноимённо заряженные тела отталкиваются, а разноимённо заряженные — притягиваются. Б. Франклин (B. Franklin) установил закон сохранения электрич. заряда. Г. Кавендиш (H. Cavendish) и Ш. Кулон (C. Coulomb) независимо открыли осн. закон электростатики, определяющий силу взаимодействия неподвижных электрич. зарядов (закон Кулона). Возникло учение об атм. электричестве, Франклин, М. В. Ломоносов и Г. В. Рихман доказали электрич. природу молнии. В оптике продолжалось совершенствование объектива телескопа. Трудами П. Бугера (P. Bouguer) и И. Ламберта (J. Lambert) начала создаваться фотометрия. Были открыты инфракрасные [В. Гершель (W. Herschel), У. Волластон (W. Wollaston)] и ультрафиолетовые [И. Риттер (J. Ritter)] лучи. Заметный прогресс наблюдался в исследовании тепловых явлений: стали различать темп-ру и кол-во теплоты. Это произошло после открытия Дж. Блэком (J. Black) скрытой теплоты плавления и эксперим. доказательства сохранения теплоты в калориметрич. опытах. Было сформулировано понятие теплоёмкости, начато исследование теплопроводности и теплового излучения. При этом одновременно утвердились неправильные взгляды на природу теплоты. Теплоту рассматривали как особого рода неуничтожимую невесомую жидкость — теплород, способную перетекать от нагретых тел к холодным. Корпускулярная теория теплоты, согласно к-рой теплота — это вид внутр. движения частиц, потерпела врем. поражение, несмотря на то, что её поддерживали и развивали такие выдающиеся учёные, как Ньютон, Гук, Бойль, Бернулли, Ломоносов и др.

Классическая физика (19 в.). В нач. 19 в. длит. конкуренция между корпускулярной и волновой теориями света завершилась окончательной, казалось бы, победой волновой теории. Это произошло после того, как Т. Юнг (T. Young) и одновременно О. Ж. Френель (O. J. Fresnel) с помощью волновых представлений успешно объяснили явления интерференции и дифракции света; объяснить эти явления с помощью корпускулярной теории представлялось невозможным. В то же время было получено решающее доказательство поперечности световых волн [Френель, Д. Ф. Араго (D. F. Arago), Юнг], открытой ещё в 18 в. (см. *Поляризация света*). Рассматривая свет как поперечные волны в упругой среде (эфире), Френель нашёл количеств. закон, определяющий интенсивность преломлённых и отражённых световых волн при переходе света из одной среды в другую (ф-лы Френеля), а также создал теорию *двойного лучепреломления*.

Большое значение для развития Ф. имели открытия Л. Гальвани (L. Galvani) и А. Вольта (A. Volta), позволившие создать достаточно мощные источники пост. тока — гальванич. батареи. Это дало возможность обнаружить и изучить многообразные действия тока. Прежде всего было исследовано хим. действие тока [Г. Дэви (H. Davy), М. Фарадей (M. Faraday)], В. В. Петров получил электрич. дугу. Открытие Х. К. Эрстедом (H. C. Ersted) в 1820 действия электрич. тока на магн. стрелку доказало связь между электричеством и магнетизмом. Основываясь на единстве электрич. и магн. явлений, А. Ампер (A. Ampère) пришёл к выводу, что все магн. явления обусловлены движущимися заряж. частицами — электрич. током. Вслед за этим Ампер экспериментально установил закон, определяющий силу взаимодействия между электрич. токами (*Ампера закон*).

В 1831 Фарадей открыл явление эл.-магн. индукции. При попытках объяснения этого явления с помощью концепции дальнодействия выявились значит. затруднения. Фарадей высказал гипотезу (ещё до открытия эл.-магн. индукции), согласно к-рой эл.-магн. взаимодействия осуществляются посредством промежуточного агента — эл.-магн. поля (концепция близкодействия). Это послужило началом формирования новой науки о свойствах и законах поведения особой формы материи — эл.-магн. поля.

Важнейшее значение для Ф. и всего естествознания имело открытие закона сохранения энергии, связавшего воедино все явления природы. В сер. 19 в. опытным путём была доказана эквивалентность кол-ва теплоты и работы и, т. о., установлено, что теплота представляет собой не какую-то гипотетич. сохраняющуюся субстанцию — теплород, а особую форму энергии. В 40-х гг. 19 в. Р. Ю. Майер (R. J. Meyer), Дж. Джоуль (J. Joule) и Г. Гельмгольц (H. L. Helmholtz) независимо друг от друга открыли закон сохранения и превращения энергии. Закон сохранения энергии стал осн. законом термодинамики — теории тепловых явлений, в к-рой не учитывается молекулярное строение тел; этот закон получил название первого начала *термодинамики*.

Ещё до этого открытия С. Карно (S. Carnot) в труде «Размышления о движущей силе огня и о машинах, способных развивать эту силу» (1824) получил результаты, послужившие основой для др. фундам. закона теории теплоты — второго начала термодинамики. Этот закон, сформулированный в работах Р. Ю. Клаузиуса (R. J. Clausius) в 1850 и У. Томсона (W. Thomson, лорд Кельвин) в 1851, является обобщением опытных данных, указывающих на необратимость процессов в природе, и определяет направление возможных энергетич. процессов.

Одновременно с развитием термодинамики развивалась и молекулярно-кинетич. теория тепловых процессов. Это позволило включить тепловые процессы в рамки механич. картины мира и одновременно привело к открытию нового типа законов — статистических, в к-рых все связи между физ. величинами носят неоднозначный, вероятностный характер.

На первом этапе развития кинетич. теории наиб. простой среды — газа — Джоуль, Клаузиус и др. вычислили ср. значения разл. физ. величин: скорости молекул, числа столкновений молекул в секунду, длины свободного пробега и т. д. Была получена зависимость давления газа от числа молекул в единице объёма и ср. кинетич. энергии поступат. движения молекул. Это позволило вскрыть глубокий физ. смысл темп-ры как меры ср. кинетич. энергии молекул. В основе этих представлений лежало предположение о том, что молекулы участвуют в хаотич. тепловом движении.

Второй этап развития молекулярно-кинетич. теории начат Дж. К. Максвеллом (J. C. Maxwell). В 1859 он, введя впервые в Ф. понятие вероятности, нашёл закон распределения молекул по скоростям — вероятность того, что скорость молекулы лежит внутри определ. интервала значений *(Максвелла распределение)*. После этого возможности молекулярно-кинетич. теории необычайно расширились и привели к созданию статистич. механики. Л. Больцман (L. Boltzmann) построил *кинетическую теорию газов* и дал статистич. обоснование законов термодинамики. Осн. проблема, к-рую в значит. степени удалось решить Больцману, заключалась в согласовании обратимого по времени характера движения отд. молекул с очевидной необратимостью всех макроскопич. процессов. Термодинамич. равновесию системы, по Больцману, соответствует максимум вероятности данного состояния. Необратимость процессов связана со стремлением систем к наиб. вероятному состоянию. Большое значение имела доказанная Больцманом теорема о равномерном распределении ср. кинетич. энергии по степеням свободы.

Статистич. механика получила завершение в 1902 в работах Дж. У. Гиббса (J. W. Gibbs), создавшего метод расчёта ф-ций распределения для любых систем (а не только газов) в состоянии термодинамич. равновесия. Всеобщее признание статистич. механика получила в 20 в. после создания в 1905—06 А. Эйнштейном (A. Einstein) и М. Смолуховским (M. Smoluchowski) на основе молекулярно-кинетич. теории количеств. теории *броуновского движения*, получившей эксперим. подтверждение в опытах Ж. Б. Перрена (J. B. Perrin).

Во 2-й пол. 19 в. длит. процесс изучения эл.-магн. явлений был завершён Максвеллом, написавшим ур-ния для эл.-магн. поля, к-рые объясняли все известные в то время факты с единой точки зрения и позволяли предсказывать новые явления. Эл.-магн. индукцию Максвелл интерпретировал как процесс порождения перем. магн. полем вихревого электрич. поля. Вслед за этим он предсказал обратный эффект — порождение магн. поля перем. электрич. полем («током смещения»). Важнейшим результатом теории Максвелла был вывод о конечности скорости распространения эл.-магн. взаимодействий (эл.-магн. волн) и равенстве её скорости света. Эксперим. обнаружение эл.-магн. волн Г. Р. Герцем (H. R. Hertz; 1886—89) подтвердило справедливость этого вывода. Из теории Максвелла вытекало, что свет имеет эл.-магн. природу. Тем самым оптика стала одним из разделов электродинамики. В кон. 19 в. П. Н. Лебедев обнаружил на опыте и измерил давление света, предсказанное эл.-магн. теорией Максвелла. В это же время А. С. Попов и Г. Маркони (G. Marconi) впервые использовали эл.-магн. волны для беспроволочной связи.

В 19 в. продолжалось также развитие механики сплошных сред. В 1859 Г. Р. Кирхгоф (G. R. Kirchhof) и Р. Бунзен (R. Bunsen) заложили основы спектрального анализа. В акустике была разработана теория упругих колебаний и волн [Гельмгольц, Дж. У. Рэлей (J. W. Rayleigh) и др.]. Создана техника получения низких темп-р. Были получены в жидком состоянии все газы, кроме гелия, а в нач. 20 в. Х. Каммерлинг-Оннес (H. Kammerling-Onnes) ожижил и гелий; в 1911 им была открыта сверхпроводимость.

К кон. 19 в. Ф. считали почти завершённой. Казалось, что все физ. явления можно свести к механике молекул (или атомов) и эфира. Эфир рассматривался как механич. среда, в к-рой разыгрываются эл.-магн. явления. Лорд Кельвин обращал внимание лишь на два необъяснимых факта: отрицат. результат опыта Майкельсона по обнаружению движения Земли относительно эфира и непонятную с точки зрения молекулярно-кинетич. теории зависимость теплоёмкости газов от темп-ры. Однако именно эти факты явились первым указанием на необходимость пересмотра осн. представлений Ф. Для объяснения этих и множества др. фактов, открытых впоследствии, понадобилось создание теории относительности и квантовой механики.

Релятивистская и квантовая физика. Физика атомного ядра и элементарных частиц (кон. 19—20 вв.). Наступление новой эпохи в Ф. было подготовлено открытием электрона Дж. Дж. Томсоном (J. J. Thomson) в кон. 19 в. Выяснилось, что атомы не элементарны, а представляют собой сложные системы, в состав к-рых входят электроны. Важнейшую роль в этом открытии сыграло исследование разрядов в газах.

В кон. 19 — нач. 20 вв. Х. А. Лоренцем (H. A. Lorentz) были заложены основы электронной теории, называемой чаще микроскопич. электродинамикой. В этой теории методы статистич. механики были распространены на эл.-магн. процессы.

В нач. 20 в. выяснилось, что электродинамика требует коренного пересмотра представлений о пространстве и времени, представлений, лежащих в основе классич. механики Ньютона. В 1905 Эйнштейн создал спец. (частную) теорию относительности — новое учение о пространстве и времени. Эта теория исторически была подготовлена трудами Лоренца и А. Пуанкаре (H. Poincaré).

Опыт показывал, что сформулированный Галилеем принцип относительности, согласно к-рому механич. явления протекают одинаково во всех инерциальных системах отсчёта, справедлив и для эл.-магн. явлений. Поэтому ур-ния Максвелла не должны изменять свою форму (должны быть инвариантными) при переходе от одной инерциальной системы отсчёта к другой. Однако оказалось, что это справедливо лишь в том случае, если преобразования координат и времени при таком переходе отличны от преобразований Галилея, справедливых в механике Ньютона. Лоренц нашёл эти преобразования *(Лоренца преобразования)*, но не смог дать им правильную интерпретацию. Это было сделано Эйнштейном в его спец. теории относительности.

Открытие спец. теории относительности показало ограниченность механич. картины мира. Попытки свести эл.-магн. процессы к механическим в гипотетич. среде — эфире — оказались несостоятельными.

В 1916 Эйнштейн распространил принцип относительности на неинерциальные системы отсчёта и построил общую теорию относительности — физ. теорию пространства, времени и тяготения. Эта теория преобразовала ньютоновскую теорию тяготения.

Представление о существовании кванта действия $h \approx \approx 6{,}6 \cdot 10^{-27}$ эрг·с зародилось в рамках статистич. теории равновесного теплового излучения. В кон. 19 в. выяснилось, что распределение энергии теплового излучения по спектру, выведенное из закона классич. статистич. физики о равномерном распределении энергии по степеням свободы, противоречит опыту. Из теории следовало, что вещество должно излучать эл.-магн. волны при любой темпре, терять энергию и охлаждаться до абс. нуля, т. е. что тепловое равновесие между веществом и излучением невозможно. Однако повседневный опыт противоречил этому выводу. Выход был найден в 1900 М. Планком (M. Planck), показавшим, что результаты теории согласуются с опытом, если предположить, в противоречии с классич. электродинамикой, что атомы испускают эл.-магн. энергию отд. порциями — квантами. Энергия каждого такого кванта прямо пропорц. частоте, а коэф. пропорциональности является квант действия h, получивший впоследствии название постоянной Планка.

В 1905 Эйнштейн расширил гипотезу Планка, предположив, что излучаемая порция эл.-магн. энергии сохраняет свою индивидуальность — распространяется и поглощается только целиком, т. е. ведёт себя подобно частице (позднее она была названа фотоном). На основе этой гипотезы Эйнштейн объяснил закономерности *фотоэффекта*, не укладывающиеся в рамки классич. электродинамики.

Т. о., на новом качеств. уровне была возрождена корпускулярная теория света. Свет ведёт себя подобно потоку частиц (корпускул); однако одновременно ему присущи и волновые свойства, к-рые проявляются, в частности, в явлениях дифракции и интерференции. Следовательно, несовместимые с точки зрения классич. Ф. волновые и корпускулярные свойства в равной мере присущи свету.

Квантование излучения приводило к заключению, что энергия внутриатомных движений также может меняться только скачкообразно. Такой вывод был сделан Н. Бором (N. Bhor) в 1913. К этому времени Э. Резерфорд (E. Rutherford; 1911), интерпретируя результаты своих экспериментов по рассеянию α-частиц веществом, открыл атомное ядро и предложил ядерную (планетарную) модель атома. В атоме Резерфорда движение электронов вокруг ядра подобно движению планет вокруг Солнца. Однако, согласно электродинамике Максвелла, такой атом неустойчив: электроны, двигаясь по круговым (или эллиптич.) орбитам, испытывают ускорение, а следовательно, должны непрерывно излучать энергию и в конце концов за время $\sim 10^{-8}$ с упасть на ядро. Чтобы объяснить устойчивость атома и его линейчатый спектр, Бор постулировал, что атомы могут находиться лишь в особых стационарных состояниях, в к-рых электроны не излучают, и только при переходе из одного стационарного состояния в другое атом испускает или поглощает энергию. Дискретность энергии атома была подтверждена в 1913—14 опытами Дж. Франка (J. Franck) и Г. Герца (G. Gertz) по изучению столкновений с атомами электронов, ускоренных электрич. полем. Для простейшего атома — атома водорода — Бор построил количеств. теорию спектра, согласующуюся с опытом. Однако теория Бора была внутренне противоречива: используя для движения электронов законы механики Ньютона, она в то же время искусственно накладывала на возможные движения электронов чуждые классич. Ф. квантовые ограничения.

Дискретность действия — фундам. факт, требующий радикальной перестройки как законов механики, так и законов электродинамики. Постоянная Планка — универсальная мировая постоянная, играющая роль масштаба явлений природы. Классич. законы справедливы лишь при рассмотрении движения объектов достаточно большой массы, когда величины размерности действия велики по сравнению с h и дискретностью действия можно пренебречь.

В 1920-х гг. была построена последовательная, логически завершённая теория движения микрочастиц — квантовая, или волновая, механика — самая глубокое из совр. физ. теорий. В её основу легли идея квантования Планка — Бора и выдвинутая в 1924 Л. де Бройлем (L. de Broglie) гипотеза, что двойственная корпускулярно-волновая природа свойственна не только эл.-магн. излучению (фотонам), но и любым др. видам материи. Все микрочастицы (электроны, протоны, атомы и т. д.) обладают не только корпускулярными, но и волновыми свойствами: каждой из них можно поставить в соответствие волну, длина к-рой равна отношению постоянной Планка h к импульсу частицы, а частота — отношению энергии к h. Волны де Бройля описывают свободные частицы. В 1927 впервые наблюдалась дифракция электронов, подтвердившая экспериментально наличие у них волновых свойств. Позднее дифракция наблюдалась и у др. микрочастиц, включая молекулы.

В 1926 Э. Шрёдингер (E. Schrödinger), пытаясь получить дискретные значения энергии в атоме из ур-ния волнового типа, сформулировал осн. ур-ние нерелятивистской квантовой механики, названное его именем. В. Гейзенберг (W. Heisenberg) и др. построили квантовую механику в др. матем. форме — т. н. матричную механику.

В 1925 Дж. Ю. Уленбек (J. J. Uhlenbeck) и С. А. Гаудсмит (S. A. Goudsmit) на основании эксперим. (спектроскопич.) данных открыли существование у электрона собств. момента кол-ва движения — *спина* (а следовательно, и связанного с ним собственного, спинового, магн. момента). В. Паули (W. Pauli) записал ур-ние движения нерелятивистского электрона во внеш. эл.-магн. поле, с учётом взаимодействия магн. момента электрона с магн. полем (*Паули уравнение*). В 1925 Паули сформулировал также т. н. принцип запрета, согласно к-рому в одном квантовом состоянии не может находиться больше одного электрона (*Паули принцип*). Этот принцип сыграл важнейшую роль в построении квантовой теории систем мн. частиц, в частности он позволил объяснить закономерности заполнения электронами оболочек и слоёв в многоэлектронных атомах и т. о. дал теоретич. обоснование периодич. системы элементов Менделеева.

Открытию Резерфордом атомного ядра предшествовали открытия радиоактивности, радиоакт. превращений тяжёлых атомов [А. Беккерель (H. Becquerel), П. и М. Кюри (P. и M. Curi)], а также изотопов [Ф. Содди (F. Soddy)]. Первые попытки непосредств. исследования строения атомного ядра относятся к 1919, когда Резерфорд, облучая стабильные ядра азота α-частицами, установил превращение их в ядра кислорода. Открытие Дж. Чедвиком (J. Chadwick) нейтрона (1932) привело к созданию совр. протонно-нейтронной модели ядра (Гейзенберг, Д. Д. Иваненко). В 1934 Ф. и И. Жолио-Кюри (F. и I. Joliot-Curi) открыли искусств. радиоактивность.

Создание ускорителей заряж. частиц позволило изучать разл. ядерные реакции. Важнейшим результатом этого этапа в Ф. явилось открытие деления ядра и возможности освобождения ядерной энергии.

Одновременно с Ф. атомного ядра началось быстрое развитие Ф. элементарных частиц. Первые большие успехи в этой области связаны с исследованием космич. лучей. Были открыты *мюоны*, *пи-мезоны*, *К-мезоны*, первые *гипероны*. После создания ускорителей на высокие энергии началось планомерное изучение элементарных частиц, их свойств и взаимодействий; были экспериментально наблюдены (по их взаимодействию) 2 типа *нейтрино* и открыто большое число новых элементарных частиц, в том числе т. н. *резонансов*, ср. время жизни к-рых составляет всего 10^{-22}—10^{-24} с. Обнаруженная универсальная взаимопревращаемость элементарных частиц указывала на то, что не все эти частицы элементарны в абс. смысле этого слова, а имеют сложную внутр. структуру. Теория элементарных частиц и их взаимодействий (сильных, эл.-магн. и слабых) составляет предмет квантовой теории поля — совр. интенсивно развивающейся теории.

3. Фундаментальные физические теории

Классическая механика Ньютона. Фундам. значение для всей Ф. имело введение Ньютоном понятия состояния. Первоначально оно было сформулировано для простейшей механич. системы — системы материальных точек. Именно для материальных точек непосредственно справедливы законы Ньютона. Во всех последующих фундам. физ. теориях понятие состояния было одним из основных. Состояние механич. системы полностью определяется координатами и импульсами всех образующих систему тел. Если известны силы взаимодействия тел, определяющие их ускорения, то по значениям координат и импульсов в нач. момент времени ур-ния движения механики Ньютона (второй закон Ньютона) позволяют однозначно установить значения координат и импульсов в любой последующий момент времени. Координаты и импульсы — осн. величины в классич. механике; зная их, можно вычислить значение любой др. механич. величины: энергии, момента кол-ва движения и др. Хотя позднее выяснилось, что ньютоновская механика имеет огранич. область применения, она была и остаётся тем фундаментом, без к-рого построение всего здания совр. Ф. было бы невозможным.

Механика сплошных сред. Газы, жидкости и твёрдые тела в механике сплошных сред рассматриваются как непрерывные среды. Вместо координат и импульсов частиц состояние системы однозначно характеризуется ф-циями координат (x, y, z) и времени (t): плотностью $\rho(x, y, z, t)$, давлением $p(x, y, z, t)$ и скоростью $v(x, y, z, t)$. Ур-ния механики сплошных сред позволяют установить значения этих ф-ций в любой последующий момент времени, если известны их значения в нач. момент и граничные условия.

Ур-ние Эйлера, связывающее скорость течения жидкости с давлением, вместе с *неразрывности уравнением*, выражающим закон сохранения вещества, позволяют решать любые задачи динамики идеальной жидкости, то есть жидкости, лишённой вязкости и теплопроводности. В гидродинамике вязкой жидкости учитываются действие

сил трения и влияние теплопроводности, к-рые приводят к диссипации механич. энергии, и механика сплошных сред перестаёт быть «чистой механикой»: становятся существенными тепловые процессы. Лишь после создания термодинамики была сформулирована полная система ур-ний, описывающая механич. процессы в реальных газообразных, жидких и твёрдых телах. Движение электропроводящих жидкостей и газов исследуется в *магнитной гидродинамике*. Колебания упругой среды и распространение в ней волн изучаются в *акустике*.

Термодинамика. Всё содержание термодинамики является в осн. следствием её двух начал: первого начала — закона сохранения энергии — и второго начала, констатирующего необратимость макроскопич. процессов. Они позволяют ввести однозначные ф-ции состояний: *внутреннюю энергию* и *энтропию*. В замкнутых системах внутр. энергия остаётся неизменной, а энтропия сохраняется только при равновесных (обратимых) процессах. При необратимых процессах энтропия возрастает, и её рост наиб. полно отражает определ. направленность процессов в природе. В термодинамике осн. величинами, задающими состояние системы, — термодинамическими параметрами — являются в простейшем случае давление, объём и темп-ра. Связь между ними даётся термич. ур-нием состояния, а зависимости ср. энергии от объёма и темп-ры — калорич. ур-нием состояния. Простейшее термич. ур-ние состояния — ур-ние состояния идеального газа Клапейрона — Менделеева (см. *Клапейрона уравнение*).

В классич. термодинамике изучают состояния теплового равновесия и равновесные (протекающие бесконечно медленно) процессы. Время явно не входит в осн. ур-ния термодинамики. Впоследствии (начиная с 30-х гг. 20 в.) была создана *термодинамика неравновесных процессов*. Состояние в этой теории определяется через плотность, давление, темп-ру, энтропию и др. величины (локальные термодинамич. параметры), рассматриваемые как ф-ции координат и времени. Для них записываются ур-ния переноса массы, энергии, импульса, описывающие эволюцию состояния системы с течением времени (ур-ния *диффузии* и *теплопроводности*, *Навье — Стокса уравнения*). Эти ур-ния выражают локальные (т. е. справедливые для данного бесконечно малого элемента объёма) законы сохранения указанных физ. величин.

Статистическая физика, статистическая механика. В классич. статистич. механике вместо задания координат r_i и импульсов p_i частиц системы задается ф-ция распределения частиц по координатам и импульсам, $f(r_1, p_1, \ldots, r_N, p_N; t)$, имеющая смысл плотности вероятности обнаружения наблюдаемых значений координат и импульсов в определённых малых интервалах в данный момент времени t. Ф-ция распределения f удовлетворяет ур-нию движения (ур-нию Лиувилля), имеющему вид ур-ния непрерывности в пространстве всех r_i и p_i (в фазовом пространстве). Ур-ние Лиувилля однозначно определяет f в любой последующий момент времени по заданному её значению в нач. момент, если известна энергия взаимодействия между частицами системы. Ф-ция распределения позволяет вычислять ср. значения плотностей вещества, энергии, импульса и их потоков, а также отклонения их от ср. значений — *флуктуации*. Ур-ние, описывающее эволюцию ф-ции распределения для газа, было впервые получено Больцманом (1872) и наз. кинетическим ур-нием Больцмана.

Гиббс получил выражение для ф-ции распределения произвольной системы, находящейся в равновесии с термостатом (канонич. *Гиббса распределение*). Эта ф-ция распределения позволяет по известному выражению энергии как ф-ции координат и импульсов частиц (ф-ции Гамильтона) вычислить все термодинамич. потенциалы, что является предметом статистич. термодинамики.

Процессы, возникающие в системах, выведенных из состояния термодинамич. равновесия, необратимы и изучаются в статистич. теории неравновесных процессов (эта теория вместе с термодинамикой неравновесных процессов образует *кинетику физическую*). В принципе, если ф-ция распределения известна, можно определить любые макроскопич. величины, характеризующие состояние системы в неравновесном состоянии, и проследить за их изменением в пространстве с течением времени.

Нахождение ф-ции распределения, зависящей от координат и импульсов всех частиц системы, является неразрешимой задачей, т. к. оно эквивалентно решению ур-ний движения для всех частиц. Однако для вычисления физ. величин, характеризующих систему (ср. плотности частиц, энергии и импульса), не требуется знания полной ф-ции распределения. Поэтому используется приближённое статистич. описание с помощью более простых ф-ций распределения: одночастичных, дающих ср. число частиц с определ. значениями координат и импульсов, и двухчастичных, определяющих взаимное влияние (корреляцию) двух частиц. Общий метод получения ур-ний для таких ф-ций был разработан в 40-х гг. 20 в. Н. Н. Боголюбовым, М. Борном (M. Born), Г. С. Грином (H. Green) и др. Ур-ния для одночастичной ф-ции распределения, построение к-рых возможно для газов малой плотности, наз. кинетическими. К их числу относится кинетич. ур-ние Больцмана. Разновидности ур-ния Больцмана для ионизованного газа (*плазмы*) — кинетич. ур-ния Л. Д. Ландау и А. А. Власова (30—40-е гг.).

В плазме осн. роль играют эл.-магн. взаимодействия заряж. частиц, и лишь статистич. теория, как правило, способна дать ответ на любые вопросы, связанные с поведением плазмы. В частности, она позволяет исследовать проблему устойчивости высокотемпературной плазмы во внеш. эл.-магн. поле. Эта задача чрезвычайно актуальна в связи с проблемой осуществления управляемых термоядерных реакций. Существенный вклад в феноменологич. теорию необратимых процессов и термодинамики нелинейных необратимых процессов внёс И. Р. Пригожин (I. Prigogine).

Электродинамика. Состояние эл.-магн. поля в теории Максвелла характеризуется двумя осн. векторами: напряжённостью электрич. поля $\boldsymbol{E}$ и магн. индукцией $\boldsymbol{B}$, являющимися ф-циями координат и времени. Эл.-магн. свойства вещества задаются тремя величинами: диэлектрич. проницаемостью ε, магн. проницаемостью μ и уд. электропроводностью σ, к-рые должны быть определены экспериментально. Для векторов $\boldsymbol{E}$ и $\boldsymbol{B}$ и связанных с ними вспомогат. векторов электрич. индукции $\boldsymbol{D}$ и напряжённости магн. поля $\boldsymbol{H}$ записывается система линейных дифференц. ур-ний с частными производными — *Максвелла уравнения*. Эти ур-ния описывают эволюцию эл.-магн. поля. По значениям характеристик поля в нач. момент времени внутри нек-рого объёма и по граничным условиям на поверхности этого объёма можно определить $\boldsymbol{E}$ и $\boldsymbol{B}$ в любой последующий момент времени. Векторы $\boldsymbol{E}$ и $\boldsymbol{B}$ определяют силу, действующую на заряж. частицу, движущуюся с определ. скоростью в эл.-магн. поле (*Лоренца силу*).

Основатель электронной теории Лоренц сформулировал ур-ния, описывающие элементарные эл.-магн. процессы. Эти ур-ния, называемые *Лоренца — Максвелла уравнениями*, связывают движение отд. заряж. частиц с создаваемым ими эл.-магн. полем.

Специальная теория относительности. Релятивистская механика. В основе спец. теории относительности — физ. теории о пространстве и времени при отсутствии полей тяготения — лежат два постулата: принцип относительности и независимость скорости света от движения источника. Согласно принципу относительности Эйнштейна, любые физ. явления — механические, оптические, тепловые и т. д. во всех инерциальных системах отсчёта при одинаковых нач. условиях протекают одинаково. Это означает, что равномерное и прямолинейное движение системы не влияет на ход процессов в ней. Все инерциальные системы отсчёта равноправны (не существует выделенной, «абсолютно покоящейся» системы отсчёта, как не существует абс. пространства и времени — исходных представлений Ньютона о пространстве и времени). Согласно второму постулату, скорость света в вакууме во всех инерциальных системах отсчёта одинакова. Из этих двух постулатов вы-

текают ф-лы Лоренца — преобразования координат и времени при переходе от одной инерциальной системы к другой. Из преобразований Лоренца получаются осн. эффекты спец. теории относительности: существование предельной скорости, совпадающей со скоростью света c в вакууме (c — макс. скорость передачи любых взаимодействий); относительность одновременности (события, одновременные в одной инерциальной системе отсчёта, в общем случае неодновременны в другой); замедление течения времени и сокращение продольных (в направлении движения) размеров в быстро движущемся теле: все физ. процессы в теле, движущемся со скоростью v относительно нек-рой инерциальной системы отсчёта, протекают в $1/\sqrt{1-v^2/c^2}$ раз медленнее, чем те же процессы в данной инерциальной системе, и в $1/\sqrt{1-v^2/c^2}$ раз уменьшаются продольные размеры тела. Из равноправия всех инерциальных систем отсчёта следует, что эффекты замедления времени и сокращения размеров тел являются не абсолютными, как считал Лоренц, а относительными, зависящими от системы отсчёта.

Законы механики Ньютона перестают быть справедливыми при больших скоростях движения (т. к. они инвариантны относительно преобразований Галилея, а не Лоренца). Сразу же после создания теории относительности были найдены релятивистские ур-ния движения, обобщающие ур-ния движения механики Ньютона. Эти ур-ния пригодны для описания движения частиц со скоростями, близкими к скорости света. Исключительно важное значение для Ф. получили два следствия релятивистской механики: введение релятивистского импульса $p=mv/\sqrt{1-v^2/c^2}$ и универсальной связи между энергией $\mathscr{E}$ и массой m (см. *Относительности теория*).

При больших скоростях движения любая физ. теория должна удовлетворять требованиям теории относительности, т. е. быть релятивистски-инвариантной. Законы теории относительности определяют преобразования при переходе от одной инерциальной системы отсчёта к другой не только координат и времени, но и любой физ. величины. Эта теория относится к принципам инвариантности, или симметрии (см. *Симметрия* в физике), позволяющим обнаруживать новые корреляции между событиями на основе уже найденных корреляций.

Общая теория относительности (теория тяготения). Из четырёх типов фундам. взаимодействий — гравитационных, эл.-магнитных, сильных и слабых — первыми были открыты гравитац. взаимодействия, или силы тяготения. На протяжении более 200 лет никаких изменений в основы теории гравитации, сформулированной Ньютоном, введено не было. Почти все следствия теории находились в полном согласии с опытом.

Во 2-м десятилетии 20 в. классич. теория тяготения была революц. образом преобразована Эйнштейном. Новая теория тяготения была создана путём логич. развития принципа относительности применительно к гравитац. взаимодействиям; она была названа общей теорией относительности. Эйнштейн по-новому интерпретировал установленный Галилеем факт равенства гравитац. и инертной масс (см. *Масса*): это равенство означает, что тяготение одинаковым образом искривляет пути всех тел. Поэтому тяготение можно рассматривать как искривление самого пространства-времени. Теория Эйнштейна вскрыла глубокую связь между геометрией пространства-времени и распределением и движением масс. Компоненты т. н. метрич. тензора, характеризующие *метрику пространства-времени*, одновременно являются потенциалами гравитац. поля, т. е. определяют состояние гравитац. поля. Эволюция состояния описывается нелинейными ур-ниями Эйнштейна для гравитац. поля. В общем виде ур-ния тяготения Эйнштейна не решены. В приближении слабых полей из них вытекает существование гравитац. волн (прямые эксперименты по их обнаружению пока не увенчались успехом).

Гравитац. силы — самые слабые из четырёх фундам. сил в природе. Они примерно в 10^{38} раз слабее эл.-магнитных. В совр. теории элементарных частиц гравитац. силы не учитываются, т. к. полагают, что они не играют заметной роли. Роль гравитац. сил становится решающей при взаимодействиях тел космич. размеров; они определяют также структуру и эволюцию Вселенной.

Теория тяготения Эйнштейна привела к новым представлениям об эволюции Вселенной. В сер. 20-х гг. А. А. Фридман нашёл нестационарное решение ур-ний гравитац. поля, соответствующее расширяющейся Вселенной. Этот вывод был подтверждён наблюдениями Э. Хаббла (E. Hubble), открывшего закон *красного смещения* для галактик (означающий, что расстояния между любыми галактиками увеличивается с течением времени). Др. пример предсказания теории — возможность неогранич. сжатия звёзд достаточно большой массы (больше 2—3 солнечных масс) с образованием т. н. чёрных дыр. Гравитац. поле чёрной дыры настолько велико, что ни свет, ни частицы не могут покинуть её и дойти до далёкого наблюдателя. Получены эксперим. указания на существование подобных объектов.

Общая теория относительности, как и квантовая механика,— великая теория 20 в. Все предшествующие теории, включая спец. теорию относительности, обычно относят к классич. Ф. (иногда классической называют всю неквантовую Ф.).

Квантовая механика. Состояние микрообъекта в квантовой механике характеризуется волновой ф-цией ψ. Как показал М. Борн в 1926, волновая ф-ция имеет статистич. смысл: она представляет собой амплитуду вероятности, т. е. квадрат её модуля $|\psi|^2$ есть плотность вероятности нахождения частицы в данном состоянии. В координатном представлении $\psi=\psi(x, y, z; t)$, величина $|\psi|^2\Delta x\Delta y\Delta z$ определяет вероятность того, что координаты частицы в момент времени t лежат внутри малого интервала Δx, Δy, Δz около точки с координатами x, y, z. Эволюция состояния с течением времени однозначно определяется с помощью *Шрёдингера уравнения*.

Волновая ф-ция даёт полную характеристику состояния. Зная ψ, можно вычислить вероятность обнаружения определ. значения любой относящейся к частице (или системе частиц) физ. величины и ср. значения всех этих физ. величин. Статистич. распределения по координатам и импульсам не являются независимыми, из чего следует, что координата и импульс частицы не могут иметь одновременно точных значений (принцип неопределённости Гейзенберга; см. *Неопределённостей соотношения*). Аналогичное соотношение неопределённостей имеется для энергии и времени.

В квантовой механике момент импульса, его проекция, а также энергия при движении в огранич. области пространства могут принимать лишь ряд дискретных значений. Возможные значения физ. величин являются собственными значениями *операторов*, к-рые в квантовой механике ставятся в соответствие каждой физ. величине. Физ. величина принимает определ. значение с вероятностью, равной единице, лишь в том случае, если система находится в состоянии, описываемом собственной ф-цией соответствующего оператора.

С помощью квантовой механики была построена теория атомов, объясняющая их свойства и вскрывающая физ. смысл периодич. системы элементов Менделеева. Была объяснена хим. связь, в т. ч. понята природа ковалентной хим. связи; заложены основы теории твёрдого тела, построена квантовая теория рассеяния, применимая для столкновения частиц в тех случаях, когда законы классич. механики оказываются несостоятельными.

Квантовая механика Шрёдингера — Гейзенберга является нерелятивистской. Она применима для описания движения элементарных частиц и их систем со скоростями, много меньшими скорости света, в тех случаях, когда число частиц в системе остаётся неизменным. В 1928 П. А. М. Дирак (P. A. M. Dirac) получил квантовое релятивистское ур-ние движения электрона (*Дирака уравнение*), из к-рого естественно вытекало наличие у электрона спина. На основании этого ур-ния Дирак в 1932 предсказал существование позитрона (первой античастицы), в том же

году открытого К. Д. Андерсоном (C. D. Anderson) в космич. лучах.

Квантовая статистика. Подобно тому как на основе классич. законов движения отд. частиц была построена теория поведения большой их совокупности — классич. статистика, на основе квантовых законов движения частиц была построена квантовая статистика. Последняя описывает поведение макроскопич. объектов в том случае, когда классич. механика неприменима для описания движения слагающих их частиц. В этом случае квантовые свойства микрообъектов отчётливо проявляются в свойствах обычных макроскопич. тел.

Матем. аппарат квантовой статистики существенно отличается от аппарата классич. статистики, т. к. нек-рые параметры микрообъектов могут принимать дискретные значения. Однако содержание самой статистич. теории равновесных состояний не претерпело глубоких изменений. Был выдвинут лишь один новый фундам. квантово-механич. принцип — принцип тождественности одинаковых частиц. В классич. статистике перестановка двух одинаковых частиц меняет состояние системы; в квантовой статистике при перестановке одинаковых, т. е. имеющих одинаковые физ. свойства, частиц состояние системы не меняется. Если частицы имеют целый спин (кратный постоянной Планка $\hbar = h/2\pi$), то в одном и том же квантовом состоянии может находиться любое число частиц. Системы таких частиц описываются *Бозе — Эйнштейна статистикой*. Для любых частиц с полуцелым спином выполняется принцип Паули (согласно к-рому в данном квантовом состоянии не может находиться более одной частицы), и системы этих частиц описываются *Ферми — Дирака статистикой*.

Особенно большую роль сыграла квантовая статистика в построении Ф. твёрдого тела. *Зонная теория* твёрдого тела позволила объяснить деление твёрдых тел на проводники, полупроводники и диэлектрики, а также их осн. свойства (электропроводность, теплоёмкость и т. д.). Получило объяснение явление *ферромагнетизма* и *антиферромагнетизма*, а в 1957 создана теория *сверхпроводимости*, обнаруженной ещё в 1911. Открытое в 1938 П. Л. Капицей явление *сверхтекучести* жидкого гелия также получило объяснение в рамках квантовой статистики.

Квантовая статистич. теория равновесных процессов построена в столь же законченной форме, как и классическая. Заложены также основы квантовой статистич. теории неравновесных процессов. Ур-ние, описывающее неравновесные процессы в квантовой системе и называемое осн. кинетич. ур-нием, позволяет в принципе проследить за эволюцией во времени вероятности распределения по квантовым состояниям системы.

Квантовая теория поля (КТП). Следующий этап в развитии квантовой теории — распространение квантовых принципов на системы с бесконечным числом степеней свободы (*поля физические*) и описание процессов с рождением и превращением частиц — привёл к КТП, наиб. полно отражающей фундам. свойство природы — корпускулярно-волновой дуализм.

В КТП частицы описываются с помощью квантованных полей, представляющих собой совокупность операторов рождения и уничтожения частиц в разл. квантовых состояниях. Взаимодействие квантованных полей приводит к разл. процессам испускания, поглощения и превращения частиц. Любой процесс в КТП рассматривается как уничтожение одних частиц в определ. состояниях и появление других в новых состояниях. Напр., испускание фотона атомом при переходе электрона из нек-рого нач. состояния в нек-рое конечное на языке КТП представляет процесс исчезновения электрона в нач. состоянии и рождение электрона в конечном состоянии с одноврем. рождением фотона, происходящий в результате взаимодействия квантованных полей электронов и фотонов.

Первоначально была построена КТП применительно к взаимодействию электронов, позитронов и фотонов — квантовая электродинамика (Дирак, 1929). Взаимодействие между заряж. частицами, согласно квантовой электродинамике, осуществляется путём обмена фотонами, причём электрич. заряд частицы представляет константу, характеризующую связь поля заряж. частиц с эл.-магн. полем (полем фотонов).

Идеи, положенные в основу квантовой электродинамики, были в 1934 использованы Э. Ферми (E. Fermi) для описания процессов *бета-распада* атомных ядер с помощью нового типа взаимодействия (к-рый, как выяснилось впоследствии, представляет частный случай т. н. слабых взаимодействий). В процессах бета-распада один из нейтронов ядра превращается в протон и одноврем. происходит испускание электрона и электронного антинейтрино.

Дальнейшим плодотворным применением идей КТП явилась работа Х. Юкавы (1935), к-рый, развивая идеи И. Е. Тамма и Д. Д. Иваненко, предположил существование взаимодействия между полем нуклонов (протонов и нейтронов) и полем новых частиц — мезонов. Ядерные силы между нуклонами, согласно этой гипотезе, возникают в результате обмена нуклонов мезонами, а короткодействующий характер ядерных сил объясняется наличием у мезонов сравнительно большой массы покоя. Мезоны с предсказанными свойствами (пионы) были обнаружены в 1947, а взаимодействие их с нуклонами оказалось частным проявлением т. н. *сильных взаимодействий*.

КТП является, т. о., основой для описания фундам. взаимодействий природы: эл.-магнитных, сильных и слабых. Наряду с этим методы КТП нашли широкое применение и в теории твёрдого тела, теории плазмы, теории ядра, поскольку мн. процессы в этих средах связаны с испусканием и поглощением разл. рода элементарных возбуждений — *квазичастиц* (фононов, спиновых волн и др.).

Очень важную роль играет состояние поля с наименьшей энергией, к-рое наз. вакуумным (см. *Вакуум*). Число частиц, напр. фотонов, в вакуумном состоянии поля равно нулю. Однако существуют нулевые колебания поля флуктуац. характера, энергия к-рых бесконечна, т. к. число степеней свободы поля бесконечно велико. Взаимодействие заряж. частиц с флуктуациями вакуумного поля приводит к эффектам, наблюдаемым экспериментально: *лэмбовскому сдвигу* уровней, аномальному значению собственного (спинового) магн. момента электрона и др.

Из-за бесконечного числа степеней свободы у поля взаимодействие частиц — квантов поля — приводит к ур-ниям, неразрешимым точно. Однако в теории эл.-магн. взаимодействий любую задачу можно решить приближённо, т. к. взаимодействие можно рассматривать как малое возмущение свободного состояния частиц (вследствие малости безразмерной константы $\alpha = e^2/\hbar c \approx 1/137$, характеризующей интенсивность эл.-магн. взаимодействий).

Осн. процесс в квантовой электродинамике — испускание свободным электроном (или позитроном) фотона с последующим его поглощением другим или тем же электроном. Время этого процесса — характерное время эл.-магн. процессов — $\sim 10^{-21}$ с. Этот процесс наз. виртуальным. В классич. Ф. такой процесс невозможен, т. к. противоречит закону сохранения энергии. Согласно квантовой теории, этот процесс протекать может, т. к., согласно соотношению неопределённостей для энергии и времени, неопределённость в энергии пропорц. постоянной Планка, делённой на длительность процесса. Фотоны, испускаемые при виртуальном процессе, также наз. виртуальными.

Теория всех эффектов в квантовой электродинамике находится в полном согласии с опытом. Тем не менее положение в этой теории нельзя считать благополучным, т. к. для нек-рых физ. величин (массы, электрич. заряда) при вычислениях по теории возмущений получаются бесконечные выражения (расходимости). Их исключают, используя технику т. н. перенормировок, позволяющую выделять из бесконечно больших величин конечные составляющие, учёт к-рых приводит к количеств. согласию с экспериментом.

В кон. 60-х гг. С. Вайнберг (S. Weinberg), Ш. Глэшоу (S. Glashow) и А. Салам (A. Salam) построили перенормируемую теорию слабых взаимодействий на основе т. н. калибровочных теорий, в основе к-рых лежит принцип

локальной калибровочной симметрии. Они создали объединённую модель слабых и эл.-магн. взаимодействий (модель эл.-слабых взаимодействий), согласно к-рой, наряду с фотоном — переносчиком эл.-магн. взаимодействий — должны существовать переносчики слабых взаимодействий — промежуточные векторные бозоны с массами в неск. десятков протонных масс. Наряду с заряж. (W^+ и W^-) бозонами должны существовать и нейтральные (Z^0). В 1973 впервые экспериментально наблюдались процессы, к-рые можно объяснить существованием нейтральных бозонов (*нейтральные токи*), а в 1983 все промежуточные бозоны были открыты экспериментально. Эти открытия были сделаны на ускорителях со встречными протон-антипротонными пучками, а также на ускорителях со встречными электрон-позитронными пучками.

Теория сильных взаимодействий получила интенсивное развитие после успехов, достигнутых в систематике сильно взаимодействующих частиц (*адронов*). Эта систематика позволила предсказать существование неск. элементарных частиц, впоследствии открытых экспериментально. Систематику адронов оказалось возможным сделать наглядной, если предположить, что все адроны «построены» из небольшого числа (в первонач. варианте — из трёх) фундам. частиц — кварков и соответствующих антикварков — с дробными электрич. зарядами. Открытие в 1975—76 нового класса частиц (J/ψ-мезонов) потребовало введения ещё одного кварка (*c*-кварка).

В 70-х гг. построена калибровочная теория межкварковых сильных взаимодействий — *квантовая хромодинамика*. Эти взаимодействия осуществляются посредством 8 безмассовых частиц — глюонов. Глюоны взаимодействуют между собой, и поэтому поле сильных взаимодействий нелинейно. Построение квантовой хромодинамики оказалось возможным после введения нового квантового числа — т. н. цвета. Кварки и глюоны в свободном виде не существуют, но их реальность косвенно доказана в экспериментах по рассеянию электронов и нейтрино высоких энергий на нуклонах.

Несмотря на то что нелинейные ур-ния, описывающие сильные взаимодействия кварков, известны, их удаётся приближённо решать только при малых расстояниях между кварками, когда взаимодействие относительно мало. Вычисление же энергии взаимодействия нуклонов в рамках квантовой хромодинамики — пока далёкая от решения задача.

Принципы симметрии и законы сохранения. Фундам. физ. теории позволяют по нач. состоянию объекта определить его поведение в будущем. Принципы симметрии, или инвариантности, носят более общий характер, им подчинены все физ. теории. *Симметрия* законов Ф. относительно некрого преобразования означает, что эти законы не меняются при проведении данного преобразования. Поэтому принципы симметрии можно установить на основании известных физ. законов. С др. стороны, если теория к.-л. физ. явлений ещё не создана, открытые на опыте симметрии играют эвристич. роль при построении теории. Отсюда особая важность экспериментально установленных симметрий сильно взаимодействующих элементарных частиц — адронов. Существуют общие симметрии, справедливые для всех физ. законов, для всех видов взаимодействий, и приближённые симметрии, область выполнения к-рых ограничена определ. кругом взаимодействий или даже одним видом взаимодействий. Т. о., существует определ. иерархия принципов симметрии.

Симметрии делятся на пространственно-временны́е, или геометрические, и внутренние симметрии, описывающие специфич. свойства элементарных частиц.

С симметриями связаны законы сохранения. Для непрерывных преобразований эта связь была установлена на основе самых общих предположений о матем. аппарате теории (см. *Нётер теорема*).

Справедливыми для всех типов взаимодействий являются симметрии законов Ф. относительно следующих непрерывных пространственно-временны́х преобразований: сдвига и поворота физ. системы как целого в пространстве, сдвига во времени (изменение начала отсчёта времени). Инвариантность (неизменность) всех физ. законов относительно этих преобразований означает соответственно однородность и изотропию пространства и однородность времени. С этими симметриями связаны соответственно законы сохранения импульса, момента импульса и энергии. К общим симметриям относятся также инвариантность по отношению к преобразованиям Лоренца и к т. н. калибровочным преобразованиям (1-го рода) — умножению волновой ф-ции на пост. фазовый множитель, не меняющий квадрата её модуля (последняя симметрия связана с законами сохранения электрич., барионного и лептонного зарядов), и принцип локальной калибровочной симметрии.

Существуют также симметрии, отвечающие дискретным преобразованиям: изменению знака времени (*обращению времени*), *пространственной инверсии* (т. н. зеркальная симметрия природы), *зарядовому сопряжению* (замене всех участвующих в к.-л. процессе частиц на соответствующие античастицы). Фундам. законы природы, описывающие микропроцессы, обратимы во времени (о единств. исключении см. ниже); необратимость в макромире имеет статистич. происхождение и связана с неравновесным состоянием Вселенной. Зеркальной симметрии в квантовой теории соответствует сохранение квантового числа — пространственной *чётности*.

Симметрии относительно пространственной инверсии и зарядового сопряжения не носят абс. характера: в процессах слабого взаимодействия они нарушаются (экспериментально подтверждено в 1956 опытами Ву Цзянсун с сотрудниками). При этом сохраняется симметрия по отношению к *комбинированной инверсии* — одноврем. проведении зеркального отражения и замены всех частиц на античастицы. Однако в 1964 при исследованиях распада т. н. долгоживущего нейтрального К-мезона было обнаружено нарушение симметрии и при комбинированной инверсии. Т. к. в совр. квантовой теории поля любой процесс должен быть инвариантен по отношению к одноврем. проведению всех трёх перечисленных дискретных преобразований (*теорема CPT*), то нарушение симметрии при комбинированной инверсии в распаде K_L^0 означает, что в этом распаде нарушается также симметрия по отношению к обращению времени. Причина этого нарушения не выяснена.

Сильные взаимодействия обладают ещё рядом дополнит. внутр. симметрий, в частности *изотопической инвариантностью* и более широкой симметрией — т. н. $SU(3)$-симметрией (см. *Сильное взаимодействие*). На основе этих симметрий М. Гелл-Ман (M. Gell-Mann)) и К. Нишиджима (K. Nishijima) создали систематику адронов, позволившую предсказать существование неск. элементарных частиц, открытых позднее экспериментально, и ввести кварковую модель строения адронов (см. выше).

Большим достижением явл. установление кварк-лептонной симметрии, согласно к-рой в природе встречается 6 лептонов (частиц, не участвующих в сильных взаимодействиях), а все сильно взаимодействующие частицы состоят из 6 кварков. Эти частицы делят на 3 поколения по паре лептонов и кварков в каждом поколении. Массы частиц возрастают от поколения к поколению. Стабильное вещество Вселенной, все атомы построены из частиц первого поколения: электронов, *u*- и *d*-кварков.

Успехи в классификации адронов на основе принципов симметрии и иерархии этих принципов очень велики, хотя причины существования приближённых симметрий неизвестны.

4. Современная экспериментальная физика

Ещё в нач. 20 в. мн. фундам. открытия (атомного ядра, радиоактивности и др.) были сделаны с помощью сравнительно простой аппаратуры. В дальнейшем эксперимент стал быстро усложняться и эксперим. установки стали сравнимы по масштабу с промышл. предприятиями. Совр. эксперим. исследования в области ядра и элементарных

частиц, радиоастрономии, квантовой электроники и Ф. твёрдого тела требуют небывалых масштабов и затрат средств, к-рые зачастую доступны лишь крупным государствам или даже группе государств с развитой экономикой.

Огромную роль в развитии ядерной Ф. и связанной с ней Ф. элементарных частиц сыграли два обстоятельства. Во-первых, разработка методов наблюдения и регистрации отд. актов превращений элементарных частиц, вызванных их столкновениями друг с другом и с атомными ядрами. Во-вторых, создание *ускорителей заряженных частиц*, положившее начало развитию Ф. высоких энергий. Особую роль играют ускорители на встречных пучках, к-рые позволили повысить эфф. энергию столкновения частиц.

Были созданы высокоэффективные счётчики заряж. частиц, основанные на разл. принципах: газоразрядные, сцинтилляционные, черенковские и др. Фотоумножители позволяют регистрировать единичные фотоны. Наиб. полную и точную информацию о событиях микромира получают с помощью камеры Вильсона, пузырьковой и искровой камер, в к-рых можно непосредственно наблюдать следы (треки) пролетевших заряж. частиц. При исследовании частиц высоких энергий особенно эффективны два последних типа камер (наряду с регистрацией частиц в толстослойных фотоэмульсиях), т. к. из-за большой плотности среды в этих детекторах пробеги частиц невелики и удаётся проследить цепочку превращений частиц. Получаемая от регистрирующих устройств информация обрабатывается с помощью ЭВМ. В искровых камерах регистрация и анализ треков частиц осуществляются автоматически с использованием вычислит. машин непосредственно в эксперим. установке.

Значение ускорителей заряж. частиц определяется следующими обстоятельствами. Чем больше энергия (импульс) частицы, тем меньше, согласно принципу неопределённости, размеры объектов или их деталей, к-рые можно различить при столкновениях частицы с объектом. К 1995 эти мин. размеры составляют 10^{-16} см. Изучая рассеяние электронов высокой энергии на протонах и нейтронах, удалось обнаружить элементы внутр. структуры нуклонов — распределение электрич. заряда и магн. момента внутри этих частиц (т. н. *формфакторы*). Рассеяние электронов сверхвысоких энергий на нуклонах указывает на существование внутри нуклонов неск. отд. образований сверхмалых размеров, названных *партонами*. Впоследствии эти образования были отождествлены с кварками.

Др. причина интереса к частицам высоких энергий — рождение при их столкновениях с мишенью новых частиц всё большей массы. Открыто неск. десятков стабильных и ядерно-стабильных частиц и более двухсот *резонансов*, причём подавляющее число частиц и их античастиц было открыто на ускорителях. Кроме того, исследование рассеяния частиц сверхвысоких энергий способствует выяснению природы сильных и слабых взаимодействий.

Исследованы самые разл. типы ядерных реакций. На ускорителе Объединённого ин-та ядерных исследований в Дубне впервые осуществлено столкновение релятивистских ядер. На ускорителе в Серпухове получены ядра антитрития и антигелия и открыт рост полного сечения взаимодействия адронов очень высоких энергий при их рассеянии друг на друге («серпуховский эффект»). Успешно идёт синтез трансурановых элементов.

Развитие радиофизики получило новое направление после создания радиолокаторов во время 2-й мировой войны. Радиолокаторы нашли широкое применение в авиации, морском транспорте, в космонавтике. Была осуществлена локация небесных тел: Луны, Венеры и др. планет, а также Солнца. Совершенствование радиолокац. приборов привело к революции в старейшей из наук — астрономии. Были сооружены гигантские радиотелескопы, улавливающие излучения космич. тел со спектральной плотностью потока энергии $\sim 10^{-26}$ эрг/(см$^2 \cdot$с$\cdot$Гц). Информация о космич. объектах неизмеримо возросла. Удалось открыть радиозвёзды и радиогалактики с мощным излучением в радиодиапазоне. В 1963 были открыты наиб. удалённые от нас квазизвёздные объекты — *квазары*. Их светимость в сотни раз превышает светимость ярчайших галактик. Разрешающая способность совр. радиотелескопов, использующих передвижные антенны, управляемые ЭВМ, достигает угл. секунды (для излучения с длиной волны в неск. см).

Исследование радиоизлучения помогло установить источники первичных космич. лучей: протонов, более тяжёлых атомных ядер и электронов. Этими источниками оказались вспышки *сверхновых звёзд*. Было открыто реликтовое излучение, возникшее на ранней стадии эволюции Вселенной (см. *Микроволновое фоновое излучение*).

В 1967 были открыты *пульсары* — быстро вращающиеся *нейтронные звёзды*. Эти звёзды создают направленное излучение в радио- и видимом диапазонах, интенсивность к-рого периодически меняется из-за вращения звёзд.

Большую роль в изучении околоземного космич. пространства и далёкого космоса сыграли космич. станции. Они позволили открыть радиац. пояса Земли, обнаружить космич. источники рентг. излучения и всплески γ-излучения (эти виды излучения поглощаются атмосферой Земли и не доходят до её поверхности).

Всё большее значение приобретают исследования структуры твёрдых и жидких тел, полимеров, структуры их поверхности. Совершенствуются дифракц. методы исследования строения вещества — *рентгеновский структурный анализ*, с помощью к-рого в нач. 20 в. была впервые доказана строгая упорядоченность расположения атомов (ионов) в кристаллах, *нейтронография* и *электронография*. Выяснено влияние дислокаций и др. дефектов кристаллич. решётки на прочность и пластичность материалов. Важную роль в этих исследованиях сыграло применение *электронных микроскопов* большой разрешающей силы. В 1982 созданы туннельные микроскопы, позволяющие «увидеть» отд. атомы и использующиеся для изучения структуры поверхности, происходящих на ней хим. процессов, а также для обработки поверхности (см. *Сканирующий туннельный микроскоп*). Для исследования структуры вещества и установления распределения электронной плотности в веществе применяется *электронный парамагнитный резонанс, ядерный магнитный резонанс, Мёссбауэра эффект* и др. резонансные методы. Совершенствуется исследование структуры атомов, молекул, органич. и неорганич. веществ по их спектрам в широком диапазоне частот.

Фантастич. точности достигают измерения амплитуды колебаний микроскопич. тел. С помощью радиотехн. и оптич. датчиков можно регистрировать механич. колебания с амплитудой $\sim 10^{-14}$ см. Планируется создание датчиков для регистрации колебаний с амплитудой 10^{-16}—10^{-19} см.

5. Основные нерешённые проблемы физики

Физика элементарных частиц. Наиб. фундам. проблемой Ф. остаётся исследование материи на самом глубоком уровне. Накоплен огромный эксперим. материал по взаимодействиям и превращениям элементарных частиц. Произвести же теоретич. обобщение всего этого материала с единой точки зрения пока не удаётся. Остаётся нерешённой проблема определения спектра масс элементарных частиц. Возможно, для решения проблемы спектра масс и устранения бесконечностей в квантовой теории поля необходимо введение нек-рой *фундаментальной длины*, к-рая ограничивала бы применимость обычных представлений о пространстве-времени как о непрерывной сущности. До расстояний $\sim 10^{-15}$ см и соответственно времён $\sim 10^{-25}$ с обычные пространственно-временные соотношения, по-видимому, справедливы. Но на меньших расстояниях, возможно, это и не так. Делаются попытки введения фундам. длины в разл. вариантах квантования пространства-времени. Эти попытки пока не привели к ощутимым результатам.

Развиваются квантовые теории, объединяющие др. взаимодействия, кроме эл.-магнитного и слабого. Однако единая теория эл.-слабого и сильного взаимодействия (т. н. *Великое объединение*) пока не получила подтверждения.

Предсказанный ею распад протона за время $\sim 10^{32}$ лет экспериментально не обнаружен.

В ещё более грандиозном обобщении, названном суперсимметрией, делается попытка объединить все 4 фундам. взаимодействия, т. е. включить гравитацию в рамки единой теории сил и построить обобщённую теорию гравитации — *супергравитацию*. Эта теория предсказывает существование множества новых элементарных частиц, но ни одна из них пока не обнаружена экспериментально.

Интенсивно развивается *струн теория*, в к-рой точечные объекты квантовой теории поля заменяются линейными протяжёнными объектами — *струнами*.

Физика ядра. Открытие нейтрона в 1932 привело к созданию протонно-нейтронной модели ядра. К наст. времени достигнут большой прогресс в понимании структуры атомных ядер, построены разл. приближённые *ядерные модели*. Однако последоват. теории атомного ядра (подобной теории атома), позволяющей рассчитать, в частности, энергию связи нуклонов в ядре (её определяют по дефекту масс) и энергетич. уровни ядра, пока нет.

В 1939—45 была впервые освобождена ядерная энергия с помощью цепной реакции деления ядер урана и создана атомная бомба. В 1955 в СССР была построена первая атомная электростанция (г. Обнинск). В 1952 была осуществлена реакция термоядерного синтеза и создана водородная бомба. Одна из важнейших задач, к-рая стоит перед человечеством,— создание управляемого термоядерного синтеза, к-рое позволило бы во многом решить энергетич. проблемы. В большом масштабе ведутся эксперим. и теоретич. работы по созданию горячей дейтерий-тритиевой плазмы, необходимой для термоядерной реакции; отечеств. установки типа *токамак* являются, по-видимому, самыми перспективными в этом направлении.

Квантовая электроника. В 50-х гг. возник новый раздел радиофизики: были осуществлены генерация и усиление эл.-магн. волн с помощью квантовых систем. А. М. Прохоровым и Н. Г. Басовым и независимо Ч. Таунсом (C. Townes) был создан микроволновый квантовый генератор (мазер), в к-ром использовалось явление вынужденного излучения, открытое ещё в 1917 Эйнштейном. В нач. 60-х гг. был создан *лазер* — квантовый генератор эл.-магн. волн в видимом диапазоне.

Квантовые генераторы дают эл.-магн. излучение, уникальное по своим свойствам. Излучение лазера когерентно и может достигать в узком спектральном интервале огромной мощности — до 10^{17} Вт/см^2, причём расходимость светового пучка очень мала. Напряжённость электрич. поля излучения лазера может превышать напряжённость внутриатомного поля.

С созданием лазеров появился и начал быстро развиваться новый раздел оптики — *нелинейная оптика*. В сильном лазерном излучении становятся существенными нелинейные эффекты взаимодействия эл.-магн. волны со средой. Эти эффекты — перестройка частоты излучения, самофокусировка и др.— представляют большой теоретич. и практич. интерес.

Почти строгая монохроматичность лазерного излучения позволила получить объёмное изображение объектов с помощью интерференции волн (см. *Голография*).

Лазерное излучение применяют для испарения и сварки металлов в вакууме, для разделения изотопов и т. д. Лазеры широко используются в микрохирургии глаза и др. областях медицины. Перспективно, по-видимому, применение лазеров для нагрева вещества до темп-р, при к-рых возможно осуществление термоядерных реакций (см. *Лазерный термоядерный синтез*). Созданы первые *рентгеновские лазеры*, и ставится задача создания гамма-лазеров.

Физика твёрдого тела. С нач. 30-х гг. стали закладываться основы квантовой теории твёрдого тела; квантовые свойства твёрдых тел в наст. время широко используются на практике.

Открытие возможности управления электрич. проводимостью полупроводников вызвало революцию в радиофизике: электронные лампы в осн. заменены полупроводниковыми приборами. Резко уменьшились в размерах и стали надёжнее радиотехн. устройства и вычислит. машины. В интегральных системах вместо обычных радиодеталей и соединений используются тонкие слои молекул определ. сорта, вводимые внутрь кристалла полупроводника или напыляемые на его поверхность.

Крупные успехи достигнуты в исследовании магнетизма. В частности, открыты ферриты — вещества, обладающие одновременно свойствами ферромагнетиков и полупроводников, развиваются исследования сегнетоэлектриков, фазовых переходов вещества и др.

Большое значение как для самой науки, так и для практич. применения имеет исследование вещества в экстремальных условиях: при очень низких или очень высоких темп-рах, сверхвысоком давлении, сверхсильных магн. полях и т. д. (см. *Низкие температуры*, *Экстремальное состояние вещества*).

Получены указания на то, что твёрдый водород при низких темп-рах и сверхвысоких давлениях приобретает электропроводность, т. е. металлич. свойства. Исследование водорода и др. веществ в таких условиях — одна из важных задач Ф. Всё большее применение находят сверхпроводящие магниты, такие магниты уже используются для создания мощного магн. поля в ускорителях заряж. частиц.

В 1986 открыта высокотемпературная сверхпроводимость с темп-рой перехода в сверхпроводящее состояние ок. 100 К, т. е. выше темп-ры кипения жидкого азота при атм. давлении. Теория этого явления ещё не построена, однако появилась надежда получить сверхпроводимость при комнатной темп-ре, что, возможно, позволит решить проблему передачи электроэнергии на большие расстояния практически без потерь.

Высокий и сверхвысокий вакуум создаётся в электронных приборах и ускорителях, чтобы избежать нежелат. потерь при столкновениях ускоряемых частиц с частицами остаточного газа. Исследование свойств поверхностей в вакууме приобрело большое значение в связи с освоением космич. пространства, в к-ром реализуются условия глубокого вакуума.

Важная проблема Ф.— изучение структуры и свойств полимеров, в частности биополимеров, к к-рым относятся белки. Основополагающим для биофизики явилось открытие в 1953 Дж. Уотсоном (J. Watson) и Ф. Криком (F. Crick) структуры ДНК — носителей наследств. кода. Применение физ. методов для исследования жизнедеятельности организмов позволило разрешить мн. проблемы биофизики, поставить и рассмотреть молекулярные и информац. вопросы *эволюции биологической*.

Разумеется, проблемы совр. Ф. не сводятся к перечисленным; свои проблемы имеются во всех разделах Ф., и общее число их столь велико, что они не могут быть здесь перечислены.

6. Связь физики с другими науками и техникой

Физика и философия. Вследствие общности и широты своих законов Ф. всегда оказывала воздействие на развитие философии и сама находилась под её влиянием. Ф. лежит в основе научного мировоззрения, сущность к-рого в том, что существуют законы природы, никогда не нарушаемые в рамках своей применимости. Закон же, в самом общем смысле, есть необходимая связь между настоящим состоянием мира или любой его части и состоянием, непосредственно следующим за ним.

Особенно важна правильная философская ориентация в кризисные моменты развития Ф., когда старые представления подвергаются коренному пересмотру. Лишь понимание соотношения между абс. и относит. истинами позволяет в рамках принципа соответствия правильно оценить сущность революц. преобразований в Ф. и принимать лишь те из них, к-рые не приводят к крушению физ. теорий, а обогащают и углубляют представления о материи.

Физика и математика. Ф.— количеств. наука. Осн. её законы формулируются на матем. языке, гл. обр. с по-

мощью дифференц. ур-ний. Следовательно, Ф. немыслима без математики. С др. стороны, новые идеи и методы в математике возникают в первую очередь под влиянием Ф. Анализ бесконечно малых был создан Ньютоном (одновременно с Лейбницем) при формулировке им осн. законов механики. Создание теории эл.-магн. поля привело к развитию векторного анализа. Развитие таких разделов математики, как тензорное исчисление, теория поверхностей Римана, теория групп и др., стимулировалось новыми физ. теориями: общей теорией относительности и квантовой механикой. Развитие квантовой теории поля ставит новые проблемы функционального анализа.

Физика и другие естественные науки. Тесная связь Ф. с др. отраслями естествознания привела к тому, что Ф. глубочайшими корнями вросла в астрономию, геологию, химию, биологию и др. естеств. науки. Образовался ряд пограничных дисциплин: астрофизика, геофизика, хим. физика, биофизика, молекулярная биология и др.

Физ. методы исследования получили решающее значение для всех естеств. наук. Электронный и туннельный микроскопы на неск. порядков превысили границы оптич. методов исследований и дали возможность наблюдать отд. атомы и молекулы. С помощью рентг. структурного анализа изучена и продолжает изучаться структура сложнейших биол. молекул и живых тканей. Революция в биологии, связанная с возникновением молекулярной биологии и генетики, была бы невозможна без Ф.

Искусств. радиоакт. изотопы («меченые атомы») сыграли неоценимую роль для исследования обмена веществ в живых организмах. Мн. проблемы биологии, физиологии и медицины были решены с их помощью. Законы квантовой механики лежат в основе теории хим. связи. С помощью физ. методов удаётся осуществить хим. реакции, не идущие в обычных условиях. «Меченые атомы» позволяют проследить кинетику хим. реакций. Создана методика измерения скорости протекания быстрых хим. реакций с помощью пучков мюонов, полученных на ускорителях. Для решения нек-рых физ.-хим. вопросов используют структурные аналоги атома водорода — *позитроний* и *мюоний*, свойства к-рых были установлены физиками.

Развитие физ. электроники позволило наблюдать процессы, протекающие в миллиардные доли секунды, привело к революции в астрономии — созданию радиоастрономии.

Идеи ядерной Ф. становятся неотъемлемой частью геол. концепций. С их помощью, в частности, измеряют возраст минералов Земли.

Физика и техника. Ф. образует фундамент осн. направлений техники. Строит. техника, гидротехника, электротехника и энергетика, радиотехника, светотехника, значит. часть военной техники, электроника выросли на основе Ф. Благодаря сознат. использованию законов Ф. техника из области случайных находок стала на путь целенаправленного развития. Совр. Ф. вносит решающий вклад в развитие научно-техн. революции, начавшейся ок. 40 лет назад. Научно-техн. революция коренным образом изменила роль науки в жизни общества. Наука стала его непосредств. производит. силой. Возникновение сети АЭС произвело революцию в энергетике.

В свою очередь развитие техники оказывает существ. влияние на совершенствование эксперим. Ф. Без развития электротехники, радиотехники, технологии произ-ва очень прочных и лишённых примесей материалов было бы невозможно создание таких устройств, как ускорители элементарных частиц, огромные пузырьковые и искровые камеры, полупроводниковые приборы и т. д.

Лит.: **История науки.** Кудрявцев П. С., История физики, т. 1—3, М., 1956—71; Лауэ М., История физики, пер. с нем., М., 1956; Льоцци М., История физики, пер. с итал., М., 1970. **Курсы физики.** Фейнман Р., Лейтон Р., Сэндс М., Фейнмановские лекции по физике, пер. с англ., в. 1—9, М., 1965—67; Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Механика, 4 изд., М., 1988; их же, Теория поля, 7 изд., М., 1988; их же, Квантовая механика, 4 изд., М., 1989; их же, Статистическая физика, ч. 1, 3 изд., М., 1976; Берестецкий В. В., Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П., Квантовая электродинамика, 3 изд., М., 1989; их же, Гидродинамика, 4 изд., М., 1988; их же, Теория упругости, 4 изд., М., 1987; их же, Электродинамика сплошных сред, 2 изд., М., 1982; Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П., Статистическая физика, ч. 2, М., 1978; Сивухин Д. В., Общий курс физики, 2 изд., [т. 1—5], М., 1979—86; Берклеевский курс физики, пер. с англ., т. 1—5, М., 1971—74; Хайкин С. Э., Физические основы механики, 2 изд., М., 1971; Ландсберг Г. С., Оптика, 5 изд., М., 1976; Кикоин А. К., Кикоин И. К., Молекулярная физика, 2 изд., М., 1976; Калашников С. Г., Электричество, 5 изд., М., 1985; Широков Ю. М., Юдин Н. П., Ядерная физика, 2 изд., М., 1980. *А. М. Прохоров.*

ФИЗИОЛОГИ́ЧЕСКАЯ АКУ́СТИКА (биоакустика, психофизиологическая акустика) — раздел акустики, изучающий устройство и действие звуковоспринимающих и звукообразующих органов у человека и животных. Методы Ф. а. могут быть как физическими — аппаратурный анализ звуков биол. происхождения, изучение прохождения звуков из среды к рецепторным клеткам (напр., у наземных млекопитающих через наружное и среднее ухо к кортиеву органу внутр. уха) или от звукоизлучающих структур в среду (напр., от гортани через ротовую полость в воздух), так и психофизиологическими — исследование реакций человека и животных на звук, регистрация соответствующих биоэлектрич. потенциалов.

Изучение ответных двигательных или других условных реакций человека на звук, а также его речевого отчёта выявляет интегральные свойства слуха человека и позволяет измерять абс. и дифференц. *пороги слуха*, оценивать субъективные качества звука — его громкость, высоту, тембр и т. п., способности человека обнаруживать на фоне помех и распознавать разл. акустич. сигналы. Исследование у человека и животных условно-рефлекторных реакций на звук (напр., изменение частоты дыхания и пульса, электрич. потенциала кожи и т. д.) позволяет измерять пороги слуха и оценивать способности человека и животных обнаруживать и различать на слух звуковые сигналы по их физ. характеристикам, таким, как интенсивность, спектральная и временна́я структура и т. п.

Исследование биоэлектрич. потенциалов выявляет способность отд. нейронов (нервных клеток) слуховой системы и их совокупностей перерабатывать информацию, содержащуюся в акустич. сигналах (перекодирование параметров звуковых колебаний в последовательность нервных импульсов, выделение характерных признаков опознавания звуков, сравнение данного слухового образа с хранящимся в памяти эталоном и т. д.). Установление взаимосвязи между реакциями нейронов и реакциями слуховой системы в целом — одна из важнейших задач Ф. а.

Физ. анализ органов звукоизлучения у человека важен для решения задач синтеза речи, создания устройств общения человека с машиной и для разработки устройств автоматич. распознавания речи. Исследование звукоизлучающих структур у животных существенно для понимания акустич. принципов эхолокации, ориентации, коммуникации в животном мире. Наряду с непосредств. изучением органов приёма и излучения звука в Ф. а. широко применяются методы механич., электрич. и матем. моделирования.

Лит.: Фант Г., Акустическая теория речеобразования, пер. с англ., М., 1964; Айрапетьянц Э. Ш., Константинов А. И., Эхолокация в природе, 2 изд., Л., 1974; Физиология сенсорных систем, ч. 2, Л., 1972; Белькович В. М., Дубровский Н. А., Сенсорные основы ориентации китообразных, Л., 1976.

Н. А. Дубровский.

ФИЗИОЛОГИ́ЧЕСКАЯ О́ПТИКА — раздел оптики, в к-ром изучают процессы *зрения* с объединённых позиций физики, физиологии и психологии. В задачи Ф. о. входят исследование оптич. системы глаза, строения и работы сетчатки, проводящих нервных путей, механизмов движения глаз, изучение таких ф-ций зрения, как светоощущение, цветоощущение (см. *Колориметрия*, *Цвет*, *Цветовая адаптация*), восприятие глазом движения и пространства (стереоскопическое зрение) и изучение др. ф-ций зрительного аппарата: инерции зрения, возникновения послеобразов, фосфенов, восприятия вращающегося поля поляризованного света и др. Результаты исследований Ф. о. используются в медицине и технике для диагностики и лечения органов зрения, для разработки очков, зрительных прибо-

ров, осветительных устройств, новых систем цветного и стереоскопич. кино и телевидения и др.

Лит.: Кравков С. В., Глаз и его работа, 4 изд., М.—Л., 1950; Валюс Н. А., Физика зрения, М., 1963. *Н. А. Валюс.*

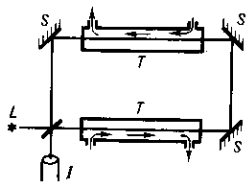
ФИЗИ́ЧЕСКИЕ КОНСТА́НТЫ — см. *Фундаментальные физические константы.*

ФИЗО́ О́ПЫТ по определению скорости света в движущихся средах (телах), осуществлённый в 1851 А. И. Л. Физо (A. H. L. Fizeau), показал, что свет частично увлекается движущейся средой. Фазовая скорость света $V_{фаз}$ в такой среде оказалась равной $V_{фаз}=c'\pm\alpha u$, где $c'=c/n$ — скорость света в неподвижной среде, n — показатель преломления среды, u — скорость движения среды относительно наблюдателя, находящегося в лаб. системе координат, α — коэф. увлечения света движущейся средой, а знаки «+» и «−» соответствуют одинаковым и противоположным направлениям распространения света и движения среды. Ф. о. подтвердил полученную в 1818 О. Ж. Френелем (A. J. Fresnel) теоретич. ф-лу: $\alpha=1-1/n^2$. Такое же выражение для коэф. увлечения получается из ур-ний Максвелла для движущихся сред (см. *Оптика движущихся сред*) и из релятивистской ф-лы сложения скоростей (см. *Относительности теория*), если в ней ограничиться членами первого порядка по u/c':

$$V_{фаз}=\frac{c'\pm u}{1\pm c'u/c^2}\approx\frac{c}{n}\pm\left(1-\frac{1}{n^2}\right)u.$$

Учёт дисперсии (зависимости n от длины волны λ света) даёт дополнит. слагаемое $(\lambda/n)\,\partial n/\partial\lambda$ в величину $\alpha=1-1/n^2$, что теоретически было получено Х. Лоренцом (H. Lorentz) и в 1914 экспериментально подтверждено П. Зееманом (P. Zeeman). Таким образом, Ф. о. сыграл важную роль при построении *электродинамики движущихся сред* и явился одним из эксперим. обоснований частной (специальной) теории относительности А. Эйнштейна.

Принципиальная схема Ф. о. приведена на рис. Луч от источника L разделяется полупрозрачной пластинкой на два луча, один из к-рых, отражаясь от зеркал S, проходит через текущую в трубах T воду по направлению её движения, а другой — против её движения. После этого оба луча попадают в интерферометр I, где и наблюдается интерференц. картина. Измерения производились сначала при неподвижной воде, а затем — при движущейся. По смещению интерференц. полос определялась разность времён прохождения лучей в движущейся среде, а следовательно, и величина α.



Согласно электронной теории Лоренца, эффект увлечения света движущейся средой обусловлен следующим: индуцированные проходящей волной диполи среды дают вторичное излучение, к-рое при движении среды увлекается вместе с диполями. Значение α при этом должно определяться отношением поляризац. тока $\partial\boldsymbol{P}/\partial t=[(\varepsilon-1)/4\pi]\times\partial\boldsymbol{E}/\partial t$ к току смещения $\partial\boldsymbol{D}/\partial t=\varepsilon\partial\boldsymbol{E}/\partial t$ (здесь $\boldsymbol{P}$, $\boldsymbol{E}$, $\boldsymbol{D}$ — векторы поляризации, напряжённости электрич. поля, электрич. индукции, ε — диэлектрич. проницаемость среды):

$$\alpha=(\partial\boldsymbol{P}/\partial t)/(\partial\boldsymbol{D}/\partial t)\approx(\varepsilon-1)/\varepsilon=1-1/n^2$$

(т. к. $\varepsilon=n^2$).

Лит.: Тамм И. Е., Основы теории электричества, 10 изд., М., 1989; Беккер Р., Теория электричества, [пер. с нем.], т. 2. Электронная теория, 2 изд., Л.—М., 1941; Франкфурт У. И., Френк А. М., Оптика движущихся тел, М., 1972; Болотовский Б. М., Столяров С. Н., Современное состояние электродинамики движущихся сред (безграничные среды), в кн.: Эйнштейновский сборник. 1974, М., 1976, с. 179. *С. Н. Столяров.*

ФИ́КА ЗАКО́НЫ — осн. феноменологич. законы *диффузии*. Сформулированы в 1855 А. Фиком (A. Fick) по аналогии с *теплопроводности уравнением*. Первый Ф. з. устанавливает для стационарной диффузии пропорциональность плотности потока j диффундирующих частиц градиенту их концентрации c:

$$j=-D\partial c/\partial x,$$

где D — коэф. диффузии, x — координата. Второй Ф. з. описывает нестационарный случай, он следует из первого Ф. з. при учёте изменения концентрации диффундирующих частиц со временем t:

$$\frac{\partial c}{\partial t}=\frac{\partial}{\partial x}\left(D\frac{\partial c}{\partial x}\right).$$

При $D=\text{const}$ второй Ф. з. представляет собой ур-ние *диффузии*:

$$\frac{\partial c}{\partial t}=D\nabla^2 c.$$

ФИЛЬТР АКУСТИ́ЧЕСКИЙ — устройство для выделения из сложного *звука* звуков определ. полосы частот. Является акустич. аналогом электрич. фильтра. Простейший Ф. а. — резонатор Гельмгольца (см. *Резонатор акустический*). Ф. а., пропускающие все частоты не выше нек-рой заданной $f_{гр}$, наз. низкочастотными; высокочастотные Ф. а. пропускают все частоты выше заданной. Ф. а., пропускающие более или менее узкий диапазон частот между двумя заданными частотами, наз. полосовыми.

Низкочастотный Ф. а. (рис. 1, *а*) представляет собой совокупность одинаковых полостей объёмом V, соединённых узкими трубками длиной l и сечением S (электрич. аналог — рис. 1, *б*). В первом приближении можно считать, что вся кинетич. энергия системы сосредоточена в воздухе, движущемся в трубках, а потенциальная связана с упругой деформацией воздуха в полостях. Верх. граница пропускания этого Ф. а. $f_{гр}=(c/\pi)\sqrt{S/lV}$, где c — скорость звука.

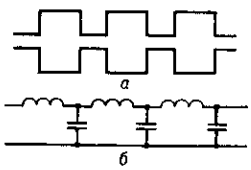


Рис. 1. Схемы низкочастотного акустического фильтра (*а*) и его электрического аналога (*б*).

Высокочастотный Ф. а. (рис. 2, *а*) состоит из узкой трубы с просверлёнными в ней на одинаковом расстоянии отверстиями (электрич. аналог — рис. 2, *б*). В этой системе кинетич. энергия сосредоточена в воздухе, движущемся

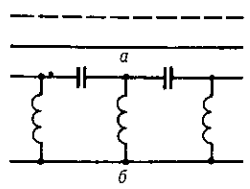


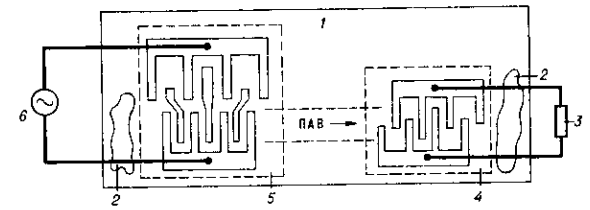
Рис. 2. Схемы высокочастотного акустического фильтра (*а*) и его электрического аналога (*б*).

вблизи отверстий, а потенциальная связана с воздухом в трубе. Под действием низкочастотных колебаний воздух в отверстиях интенсивно колеблется, поэтому для этих составляющих происходит «короткое замыкание» и они не проходят по трубе. На высоких частотах колебаний воздуха в отверстиях не происходит и высокочастотные составляющие свободно проходят по трубе. Комбинацией низкочастотного и высокочастотного Ф. а. можно получить полосовой Ф. а.

Ф. а. широко применяется в технике для снижения шума, создаваемого потоком отработанного газа в реактивных двигателях и двигателях внутр. сгорания (напр., автомобильный глушитель). В архитектурной акустике они используются для уменьшения передачи шума по вентиляц. каналам и трубам. Осн. свойством Ф. а. — способностью выделять полосу частот из сложного звука — обладают плоскопараллельные пластинки; они наз. интерференц. Ф. а.

Лит.: Ржевкин С. Н., Курс лекций по теории звука, М., 1960; Тартаковский Б. Д., Ультразвуковые интерференционные фильтры с изменяемыми частотами пропускания, «Акуст. ж.», 1957, т. 3, в. 2, с. 183.

ФИЛЬТР НА ПОВЕ́РХНОСТНЫХ АКУСТИ́ЧЕСКИХ ВО́ЛНАХ (фильтр на ПАВ) — *фильтр электрический*, в к-ром для разделения эл.-магн. колебаний разл. частоты их преобразуют в акустич. колебания и обратно, разделяя при этом акустич. колебания разл. частоты. Простейший Ф. на ПАВ (рис.) состоит из двух (входного и выходного) встреч-



Схематическое изображение фильтра на поверхностных акустических волнах: *1* — звукопровод; *2* — акустический поглотитель; *3* — нагрузка; *4* — аподизованный встречно-штыревой преобразователь (выходной); *5* — встречно-штыревой преобразователь с ёмкостным «взвешиванием» электродов (входной); *6* — генератор электромагнитных колебаний.

но-штыревых преобразователей (ВШП), расположенных на отполированной поверхности звукопровода из пьезоэлектрич. материала (в осн. кварца, ниобата лития, танталата лития, германата висмута). Разделение акустич. колебаний разл. частоты (частотная фильтрация) осуществляется с помощью ВШП, в к-ром заданная частотная характеристика реализуется за счёт избирательного приёма ПАВ. Избирательность таких фильтров определяется кол-вом металлич. электродов (штырей) ВШП, либо законом изменения их длины в направлении, перпендикулярном распространению ПАВ, либо величиной ёмкости, созданных между контактными площадками и металлич. электродами ВШП (т. н. ВШП с ёмкостным «взвешиванием» электродов).

Ф. на ПАВ отличаются простотой устройства, технологичностью, воспроизводимостью характеристик, что обеспечивает возможность их массового произ-ва. Ф. на ПАВ используются в качестве полосовых, заграждающих и согласованных фильтров (табл.).

Типичные характеристики фильтров на поверхностных акустических волнах

Тип фильтров на ПАВ	Средняя частота, МГц	Полоса частот, МГц	Вносимые потери, дБ	Затухание сигналов в полосе заграждения, дБ
Полосовые	5—2000	0,01—500	0,5—30	40—70
Заграждающие	20—1500	0,01—10	0,5—40	50—80
Согласованные:				
дисперсионные	50—1500	10—700	20—50	20—50
кодовые	5—1800	10—500	20—60	20—40

Лит.: Гуляев Ю. В., Кмита А. М., Багдасарян А. С., Преобразователи поверхностных акустических волн с емкостным взвешиванием электродов, в кн.: Проблемы современной радиотехники и электроники, М., 1980; Морозов А. И., Проклов В. В., Станковский Б. А., Пьезоэлектрические преобразователи для радиоэлектронных устройств, М., 1981. *А. С. Багдасарян.*

ФИЛЬТРА́ЦИЯ — движение жидкости или газа сквозь пористую среду. Ф. воды, нефти, газа в грунтах имеет большое значение в строительстве гидротехн. сооружений, в мелиорации, водоснабжении, при добыче нефти и газа. Ф. используется в фильтрах из пористых веществ, применяемых для очистки жидкостей и газов, разделения жидких неоднородных систем, как в лаб., так и в промышл. условиях (в хим., пищевой, нефтеперерабатывающей и др. областях промышленности). Для Ф. как процесса, проводимого в промышл. и лаб. условиях, применяется также термин «фильтрование».

Расход жидкости или газа при Ф. (фильтрац. расход) обычно определяется зависимостью $Q=kSh_v/L$, а скорость Ф. $W=kI$, где k — эмпирич. коэф. Ф.; S — полная площадь поперечного сечения фильтрац. потока (не только сечения пористых, но и твёрдых частиц); h_v — напор, теряемый по длине пути Ф. L; $h_v/L=I$ — напорный градиент или гидравлич. уклон, показывающий величину падения напора на единицу длины пути Ф. Скорость Ф. меньше действит. скорости жидкости или газа в порах, т. к. движение происходит только через ту часть площади сечения S, к-рая занята порами. Закон Дарси справедлив при ламинарном течении в порах фильтрующей среды, что большей частью и имеет место в действительности (песчаные, глинистые и т. п. грунты, бетон). При Ф. в крупнозернистых материалах, напр. в каменной наброске, где имеет место турбулентное течение, скорость Ф. определяется др. зависимостями, напр. $W=k'I^m$, где k' и m — фильтрац. характеристики грунта, причём первая аналогична коэф. Ф., а вторая меняется от 1 до 1/2.

Лит.: Полубаринова-Кочина П. Я., Теория движения грунтовых вод, 2 изд., М., 1977; Аравин В. И., Нумеров С. Н., Теория движения жидкостей и газов в недеформируемой пористой среде, М., 1953; Богомолов Г. В., Гидрогеология с основами инженерной геологии, 3 изд., М., 1975.

ФИ́ЛЬТРЫ ЭЛЕКТРИ́ЧЕСКИЕ — устройства, предназначенные для разделения электрич. колебаний разл. частот. Из спектра поданных на вход электрич. колебаний Ф. э. выделяют (пропускают на выход) составляющие, расположенные в заданной области частот, и подавляют (ослабляют) все остальные составляющие. Область частот, в к-рой лежат составляющие, пропускаемые (задерживаемые) Ф. э., наз. полосой пропускания (полосой задерживания). Фильтрующие свойства Ф. э. количественно определяются относит. величиной вносимых ими затуханий (ослаблений) в составляющие спектра электрич. колебаний: чем больше различие ослаблений в полосе задерживания и полосе пропускания, тем сильнее выражены их фильтрующие свойства. По виду частотной характеристики (зависимости затухания от частоты) различают Ф. э.: нижних частот (ФНЧ), пропускающие колебания с частотами не выше нек-рой граничной $f_в$ и задерживающие колебания с частотами выше $f_в$; верхних частот (ФВЧ), к-рые, наоборот, пропускают колебания с частотами выше нек-рой $f_н$ и подавляют колебания ниже этой границы; полосно-пропускающие (ППФ), или полосовые, пропускающие колебания только в конечном интервале частот от $f_н$ до $f_в$; полосно-задерживающие (ПЗФ), иначе режекторные, фильтры, обратные ППФ по своим частотным характеристикам.

Ф. э. используются в системах многоканальной связи, радиоустройствах, устройствах автоматики, телемеханики, радиоизмерит. техники и т. д. — везде, где передаются электрич. сигналы при наличии др. (мешающих) сигналов и шумов, отличающихся от первых по частотному составу; они применяются также в *выпрямителях* тока для сглаживания пульсаций выпрямленного тока.

Конструкция Ф. э., технология их изготовления, а также принцип действия определяются прежде всего рабочим диапазоном частот и требуемым видом частотной характеристики. В диапазоне от единиц кГц до десятков МГц (в отд. случаях — до единиц ГГц) получили распространение *LC*-фильтры (рис. 1, *а*, *в*, *г*), содержащие дискретные элементы — катушки индуктивности и электрич. конденсаторы; в диапазоне от долей Гц до сотен кГц наиб. часто используют пассивные или активные *RC*-фильтры (рис. 1, *б*), выполненные на основе резисторов и конденсаторов (активный, кроме того, содержит *усилитель электрических колебаний*). Действие *LC*- и *RC*-фильтров основано на использовании зависимости реактивного сопротивления (ём-

костного и индуктивного) от частоты перем. тока. Для фильтрации сигналов, частота к-рых составляет доли Гц, служат электротепловые фильтры (ЭТФ), представляющие собой стержень с источником тепла и термоэлектрич. преобразователем; введение в ЭТФ усилителей с *обратной связью* позволяет реализовать электротепловые ФВЧ и ППФ. Существуют также эл.-механич. фильтры, выполненные на основе дисковых, цилиндрич., пластинчатых, гантельных и камертонных *резонаторов*. В таких Ф. э. используется явление механич. *резонанса*; применяются в диапазоне от неск. кГц до 1 МГц. Высокими фильтрующими свойствами обладают пьезоэлектрич. ППФ и ПЗФ, материалом для изготовления к-рых служит пьезокварц или *пьезокерамика* (см. также *Пьезоэлектрики*). Таковы, напр., пьезокварцевые фильтры на дискретных элементах — кварцевых резонаторах в сочетании с катушками индуктивности и конденсаторами; монолитные многорезонаторные пьезокварцевые фильтры. Связь между резонаторами в последних осуществляется посредством акустич. волн — объёмных (для фильтров, применяемых в диапазоне частот от неск. МГц до десятков МГц) либо поверхностных (в диапазоне от неск. МГц до 1—2 ГГц). Особую группу Ф. э. составляют цифровые фильтры (рис. 2), часто выполняемые на *интегральных схемах*. В технике сверхвысоких частот Ф. э. изготавливают на основе отрезков линий передачи (коаксиальных кабелей, *полосковых линий*, металлич. радиоволноводов и др.), являющихся по существу распределёнными колебательными системами (см. *Система с распределёнными параметрами*). В диапазоне частот 100 МГц — 10 ГГц применяют гребенчатые, шпилечные, встречно-стержневые, ступенчатые и др. Ф. э. из полосковых резонаторов (рис. 3). В диапазоне от неск. ГГц до неск. десятков ГГц распространены волноводные Ф. э., представляющие собой волноводную секцию с повышенной критич. частотой (волноводные ФВЧ) либо секцию, содержащую резонансные диафрагмы или объёмные резонаторы (волноводные ППФ).

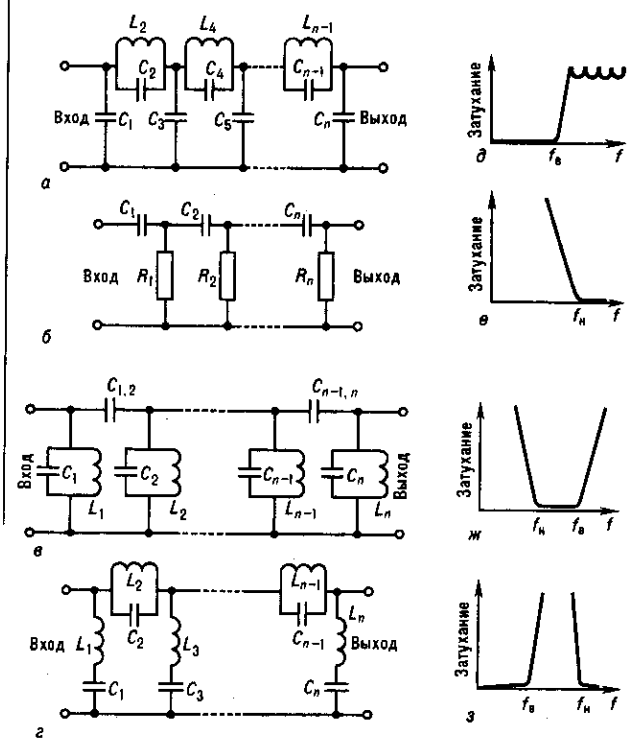


Рис. 1. Принципиальные схемы некоторых электрических фильтров на катушках индуктивности, конденсаторах и резисторах — нижних частот (*а*), верхних частот (*б*), полосно-пропускающего (*в*), режекторного (*г*) и их частотные характеристики; L_1, L_2, ..., L_n — катушки индуктивности, C_1, C_2, ..., C_n — конденсаторы, R_1, R_2, ..., R_n — резисторы, f — частота, $f_н$ и $f_в$ — граничные частоты.

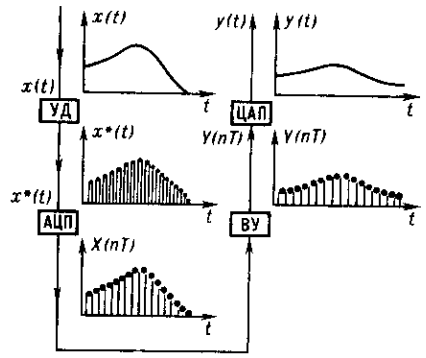


Рис. 2. Структурная схема и временные диаграммы цифрового фильтра: УД — устройство дискретизации, преобразующее аналоговый сигнал $x(t)$ в последовательность импульсов (решётчатую функцию) $x^*(t)$; АЦП — аналого-цифровой преобразователь, с помощью которого мгновенные значения аналогового сигнала заменяются ближайшими дискретными уровнями $X(nT)$, где $n=0, 1, 2, ..., T$ — период следования импульсов; ВУ — вычислительное устройство, преобразующее последовательность чисел (уровней) $X(nT)$ в выходную функцию $Y(nT)$; ЦАП — цифроаналоговый преобразователь, в котором $Y(nT)$ преобразуется в выходной аналоговый сигнал $y(t)$.

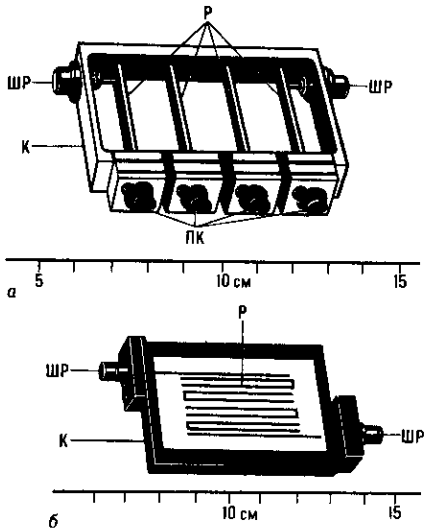


Рис. 3. Электрические фильтры — гребенчатый (*а*) и шпилечный (*б*); ШР — штепсельный разъём, Р — резонаторы, ПК — подстроечные конденсаторы, К — корпус (со снятой крышкой).

Лит.: Белецкий А. Ф., Теоретические основы электропроводной связи, ч. 3, М., 1959; его же, Основы теории линейных электрических цепей, М., 1967; Алексеев Л. В., Знаменский А. Е., Лоткова Е. Д., Электрические фильтры метрового и дециметрового диапазонов, М., 1976. *А. Е. Знаменский.*

ФИ́РЦА ПРЕОБРАЗОВА́НИЕ — преобразование одной из двух форм, в к-рых записывают релятивистски-инвариантные четырёхфермионные взаимодействия (см. *Слабое взаимодействие*), в другую (правильнее было бы говорить «Паули преобразование», поскольку, по свидетельству Фирца, соответствующие вычисления были подарены ему выполнившим их В. Паули).

Четырёхфермионное взаимодействие общего вида может быть записано в форме

$$I_k=(\bar{\Phi}O^k\Psi)(\bar{\varphi}O_k\psi),$$

где $k=S, V, T, A, P$ и по входящим в V, T, A тензорным индексам подразумевается суммирование. Здесь Ψ, ψ, $\bar{\Phi}$, φ — дираковские спиноры $(\bar{\varphi}=\varphi^{+}\gamma_0)$, величины O_k представляют набор из 16 независимых комбинаций произведений γ-матриц: скалярной $O_S=1$, векторной $O_V=\gamma_\mu$ (4 компоненты), тензорной $O_T=(1/\sqrt{2})\sigma_{\mu\nu}$ [где $\sigma_{\mu\nu}=(1/2)(\gamma_\mu\gamma_\nu-\gamma_\nu\gamma_\mu)$ насчитывает 12 компонент, шесть из к-рых независимы], псевдовекторной, или аксиальной, $O_A=\gamma_5\gamma_\alpha$ (4 компоненты) и псевдоскалярной $O_P=\gamma_5$ (одна матрица $\gamma_5=\gamma^5=i\gamma_0\gamma_1\gamma_2\gamma_3$, см. *Дирака матрицы*).

Выбранное представление нарушает, однако, симметрию четырёхфермионного взаимодействия в том смысле, что оно соединяет $\bar{\varphi}$ в пару с ψ, а $\bar{\Phi}$ в пару с Ψ. С равным правом можно было бы соединить $\bar{\Phi}$ в пару с ψ, а $\bar{\varphi}$ в пару с Ψ; тогда мы пришли бы к другим инвариантам:

$$I_i'=(\bar{\Phi}O_i\psi)(\bar{\varphi}O_i\Psi).$$

В силу полноты системы 16 матриц (1, γ_μ, $\sigma_{\mu\nu}$, $\gamma_5\gamma_\mu$, γ_5) новые инварианты I_i' должны линейно выражаться через «старые» инварианты I_k:

$$I_i'=\sum_{k=1}^{5}C_{ik}I_k.$$

Эти соотношения и называют Ф. п. Коэффициенты C_{ik} образуют матрицу Фирца:

$$C_{ik}=\begin{array}{c} \\ i\downarrow \end{array}\overset{k\rightarrow}{\begin{pmatrix} 1/4 & 1/4 & -1/4 & -1/4 & 1/4 \\ 1 & -1/2 & 0 & -1/2 & -1 \\ -3/2 & 0 & -1/2 & 0 & -3/2 \\ -1 & -1/2 & 0 & -1/2 & 1 \\ 1/4 & -1/4 & -1/4 & 1/4 & 1/4 \end{pmatrix}}.$$

Мы выписали её для коммутирующих спиноров (c-чисел), для q-чисел все её элементы меняют знак. Легко видеть, что квадрат матрицы Фирца равен единице $\sum_k C_{ik}C_{kl}=\delta_{il}$, I_k выражаются через I_i', так же, как и I_i' через I_k.

Введением комбинаций

$$3(I_S+I_P)-I_T,\ 2(I_S-I_P)+I_V-I_A$$

и

$$I_V+I_A,\ I_S+I_P+I_T,\ 2(I_S-I_P)-I_V+I_A$$

матрица Фирца диагонализуется; при этом двум первым комбинациям отвечают собственные значения $+1$, а трём последним -1 (для q-чисел — наоборот).

Лит.: Fierz M., Zur Fermischen Theorie der β-Zerfalles, «Z. Phys.», 1937, Bd 104, S. 553; Окунь Л. Б., Лептоны и кварки, 2 изд., М., 1990.

Б. В. Медведев.

ФЛИ́ККЕР-ШУМ (шум $1/f$) — флуктуационный процесс, спектральная плотность к-рого $S(f)$ при низких частотах f растёт с понижением частоты по закону, близкому к $1/f^{\gamma}$, в к-ром показатель γ близок к 1 (см. *Флуктуации электрические*). Впервые шум $1/f$ обнаружен в 1925 Дж. Джонсоном (J. B. Johnson) при измерении флуктуаций тока термоэлектронной эмиссии. Впоследствии был обнаружен также в угольных резисторах, разл. плёночных проводниках, в т. ч. в сплошных металлич. плёнках, в полупроводниках и др. структурах. Особенно велик в островковых плёнках, в гранулированных проводниках, в плохих контактах к высокоомным резисторам. Показатель γ обычно находится в пределах от 0,8 до 1,2, может изменяться с темп-рой, но чаще всего близок к 1. Как правило, спектральная плотность шума $1/f$ растёт с понижением частоты вплоть до мин. частоты, до к-рой проводятся измерения (достигнута частота $3\cdot10^{-7}$ Гц). Переход к не зависящей от f спектральной плотности не наблюдается.

Шум $1/f$ относится к токовым шумам. Спектральная плотность в однородных проводниках пропорциональна квадрату напряжения (или тока). Этот факт, а также спец. опыты указывают на то, что токовый шум $1/f$ вызван флуктуациями сопротивления, к-рые имеют место и в равновесном состоянии, пропускание тока лишь проявляет их. Радиус корреляции флуктуаций, создающих шум $1/f$, настолько мал, что измерить его не удалось: во всех опытах, в к-рых его пытались измерить, найдено лишь ограничение сверху для него. В частности, флуктуации сопротивления соседних транзисторов интегральной схемы, находящихся на расстоянии неск. десятков микрон, не коррелированы. Поэтому спектральная плотность относительных флуктуаций сопротивления однородных проводников (или напряжения на их контактах) обратно пропорц. объёму проводника. В сильно неоднородных проводниках, в к-рых проводимость носит перколяционный характер (сопротивление определяется участками, занимающими относительно малый объём), спектральная плотность должна быть большой, что и наблюдается на опыте.

Шум $1/f$ связывают с наличием в реальных твёрдых телах той или иной неупорядоченности и связанного с ней чрезвычайно широкого спектра (иерархии) времён релаксации τ. Такой широкий спектр τ и требуемая для получения закона $S(f)\propto 1/f$ ф-ция распределения τ возникают, если τ экспоненциально зависит от параметра (энергии активации в случае активац. переходов между состояниями системы, туннельного показателя в случае туннельных переходов), ф-ция распределения к-рого более или менее постоянна в широких пределах изменения этого параметра. То, что шум $1/f$ обусловлен суперпозицией процессов с разл. временами релаксации, продемонстрировано на опыте: в субмикронных МДП-транзисторах (см. *Полевой транзистор*), в к-рых имеется одна активная ловушка для носителей тока (или две ловушки), спектральная плотность флуктуаций сопротивления канала имеет лоренцевский профиль с одним τ (или соответственно два таких профиля с двумя различными τ), но при увеличении размеров транзистора и числа ловушек спектральная плотность приближается к $1/f$. Магн. шум (флуктуации намагниченности) со спектральной плотностью $\sim 1/f$, наблюдаемый в *спиновых стёклах* и аморфных ферромагнетиках (см. *Аморфные магнетики*), соответствует наличию в них (и известной из др. опытов) обширной иерархии высот барьеров (энергий активации), разделяющих метастабильные состояния, между к-рыми каждая такая система совершает переходы в процессе релаксации и теплового движения. В тех случаях, когда механизм шума $1/f$ понятен (как в спиновых стёклах и неупорядоченных средах с двухуровневыми туннельными системами), мин. его частота (обратное наибольшее τ) столь мала (напр., меньше обратного времени существования Вселенной), что попытки её измерения не имеют смысла. Механизмы шума $1/f$ в объёме полупроводников пока достоверно не установлены, хотя в литературе предложен ряд теорий.

Шум $1/f$ является серьёзной помехой во мн. электронных приборах: в усилителях низких частот, в стандартах частоты и др.

Лит.: Коган Ш. М., Низкочастотный токовый шум со спектром типа $1/f$ в твердых телах, «УФН», 1985, т. 145, в. 2, с. 285; Weissman M. B., 1/F noise and other slow, nonexponential kinetics in condensed matter, «Rev. Mod. Phys.», 1988, v. 60, № 2, с. 537.

Ш. М. Коган.

ФЛОКЕ́ ТЕОРЕ́МА — аналог *Блоха теоремы* для одномерного случая; доказана в 1883 Г. Флоке (G. Floquet).

ФЛУКТО́Н — гипотетич. флуктуация плотности вещества атомного ядра, когда нуклоны сближаются на расстояние, меньшее их собств. размера. Ф. были предложены Д. И. Блохинцевым в 1957 для объяснения эффекта интенсивного квазиупругого выбивания быстрыми протонами с импульсом 680 МэВ высокоэнергетич. ядер дейтерия и трития из тяжёлых и средних ядерных мишеней (эффект обнаружен группой М. Г. Мещерякова в том же году). Для объяснения большой передачи импульса ($\approx$900 МэВ) двум нуклонам, образующим дейтрон, необходимо было предположить, что эти нуклоны в ядре сблизились на расстояние меньше размера нуклона [$\sim$0,8 ферми или

(250 МэВ)$^{-1}$ в системе единиц $\hbar = c = 1$] и когерентно взаимодействуют с налетающим протоном.

После открытия кварковой структуры нуклонов это когерентное образование было интерпретировано как *многокварковое состояние*. Гипотеза о Ф. позволила трактовать *кумулятивные процессы* как процессы, происходящие за счёт взаимодействия налетающей частицы с Ф. ядра.

В зависимости от характера кварковой структуры Ф. его можно рассматривать либо как малонуклонную корреляцию, если кварковая структура Ф. целиком определяется кварковой структурой образующих его нуклонов, либо как многокварковое образование, если кварковая структура Ф. не сводится к нуклонной в указанном выше смысле. Существующие эксперим. данные указывают на предпочтительность второй точки зрения. Наиб. важным из них является отношение выходов кумулятивных мезонов K^+ и K^-. Это отношение чувствительно к различию в распределении валентных и морских кварков в ядре и в нуклоне (см. *Партоны*), т. к. в состав K^+ входит валентный u-кварк нуклона, а $K^- = (u, s)$ целиком состоит из морских кварков нуклонов. Эксперименты показывают, что в нуклон-нуклонных соударениях это отношение растёт как $(1-x)^{-3}$ при $x \to 1$, где x — отношение полной энергии быстрого каона к полной энергии налетающего нуклона. Это объясняется более мягким распределением морских кварков в нуклоне по сравнению с валентными. При соударении же быстрого ядра с нуклоном это отношение для $x > 1$ выходит на пост. значение, равное прибл. 10—20, что свидетельствует о более жёстком распределении морских кварков ядра по сравнению с нуклоном и не согласуется с представлением о Ф. как о малонуклонной корреляции, предсказывающим рост отношения $\sim x^3$.

Гипотеза о Ф. используется также для объяснения несводимости *структурной функции* ядра к структурным ф-циям составляющих его нуклонов в *глубоко неупругих процессах*, а также для объяснения поведения *формфактора* ядра в упругом и квазиупругом рассеянии электронов на ядрах.

Лит. см. при статьях *Кумулятивный процесс, Релятивистская ядерная физика.* *А. В. Ефремов.*

ФЛУКТУА́ЦИИ (от лат. fluctuatio — колебание) — случайные отклонения физ. величин от их средних значений. Ф. испытывают любые величины, зависящие от случайных факторов. Количественные характеристики Ф. основаны на методах матем. статистики и теории вероятностей. Простейшей мерой Ф. *случайной величины* x служит её дисперсия σ_x^2, т. е. ср. квадрат отклонения x от ср. значения $\bar{x}$, $\sigma_x^2 = \overline{(x-\bar{x})^2} = \overline{x^2} - \bar{x}^2$, где черта сверху означает статистич. усреднение. Эквивалентной мерой Ф. является среднеквадратичное отклонение σ_x, равное корню квадратному из дисперсии, или его относит. величина $\delta_x = \sigma_x/\bar{x}$. Взаимное влияние Ф. неск. величин x_i определяется их корреляциями $\overline{\Delta x_i \Delta x_k}$, где $\Delta x_i = x_i - \bar{x}_i$. Для статистически независимых величин $\overline{x_i x_k} = \bar{x}_i \bar{x}_k$ и, следовательно, корреляции равны нулю (см. также *Корреляционная функция* в статистич. физике).

В статистич. физике Ф. вызываются хаотическим тепловым движением частиц, образующих систему. Даже в состоянии статистич. равновесия наблюдаемые физ. величины испытывают Ф. около ср. значений. С помощью *Гиббса распределений* как в классическом, так и в квантовом случае можно вычислить равновесные Ф. для систем, находящихся в разл. внеш. условиях; при этом Ф. выражаются через равновесные термодинамич. параметры и производные *потенциалов термодинамических*. Напр., для системы с пост. объёмом V и пост. числом частиц N, находящейся в контакте с термостатом (с темп-рой T), каноническое распределение даёт для Ф. энергии $\mathscr{E}$ результат: $\overline{\Delta\mathscr{E}^2} = kT^2 C_V$, где C_V — теплоёмкость системы при пост. объёме. В приведённом примере флуктуирует т. н. экстенсивная (пропорц. объёму) физ. величина — энергия. Её относит. квадратичные Ф. $\overline{\Delta\mathscr{E}^2}/\bar{\mathscr{E}}^2$ пропорциональны $1/N$, т. е. очень малы. Равновесные Ф. др. экстенсивных величин (объёма, числа частиц, энтропии и т. д.) ведут себя с ростом числа частиц аналогичным образом. Т. о., в состоянии статистич. равновесия макроскопич. величины с очень большой точностью равны своим ср. значениям. Однако для выделенных малых объёмов Ф. могут быть легко обнаружены (особенно вблизи критических точек), напр., по рассеянию света, рентг. лучей или медленных нейтронов.

Для детальной характеристики Ф. вводится *функция распределения* их вероятностей (см. также *Статистическая физика*). Если флуктуирующая величина x описывает состояние системы в целом или к.-л. её макроскопич. части, то неравновесное состояние системы, связанное с появлением Ф., можно рассматривать как неполное статистич. равновесие с заданным значением рассматриваемой величины. Для изолированной системы вероятность $w(x)\,dx$ величине x иметь значение в интервале между x и $x+dx$ пропорциональна соответствующему статистич. весу, а ф-ция распределения равна $w(x) = C\exp\{S(x)/k\}$, где $S(x)$ — энтропия неполного равновесия, характеризуемого точным значением флуктуирующей величины. Постоянная C находится из условия нормировки ф-ции распределения. Для неск. флуктуирующих макроскопич. величин x_i равновесная ф-ция распределения Ф. имеет вид

$$w(x_1, \ldots, x_n) = C\exp\{S(x_1, \ldots, x_n)/k\},$$

где энтропия рассматривается как ф-ция точных значений всех флуктуирующих величин. Приведённая ф-ла для ф-ции распределения Ф. макроскопич. величин является основой т. н. термодинамической теории флуктуаций, впервые сформулированной А. Эйнштейном (1910). Т. к. относительные Ф. макроскопич. величин малы, то энтропия $S(x_1, \ldots, x_n)$ может быть разложена в ряд по степеням отклонений $\Delta x_i = x_i - \bar{x}_i$. С точностью до членов 2-го порядка по этим отклонениям равновесная ф-ция распределения макроскопич. величин совпадает с *Гаусса распределением*

$$w(x_1, \ldots, x_n) = \frac{\det\|\Lambda_{ij}\|^{1/2}}{(2\pi)^{n/2}}\exp\left\{-\frac{1}{2}\sum_{i,j}\Lambda_{ij}\Delta x_i \Delta x_j\right\}, \qquad (1)$$

где $\Lambda_{ij} = \langle \Delta x_i \Delta x_j \rangle^{-1}$ — матрица, обратная корреляционной матрице, $\det\|\Lambda_{ij}\|$ — её определитель. Для Ф. термодинамич. величин подсистемы, к-рая находится в равновесии с остальными частями изолир. системы (термостатом), ф-ла (1) даёт

$$w = C\exp\left\{\frac{\Delta P \Delta V - \Delta T \Delta S}{2kT}\right\}, \qquad (2)$$

где ΔP, ΔV, ΔT и ΔS — изменения давления, объёма, темпры и энтропии подсистемы при Ф., T — темп-ра термостата. Выбирая в ф-ле (2) в качестве независимых переменных разл. параметры подсистемы, можно вычислить все характеристики равновесных термодинамич. Ф.

Вблизи *критических точек* жидкостей и растворов, а также вблизи точек *фазовых переходов* наблюдается аномальный рост Ф. нек-рых физ. величин (параметров порядка) и их взаимодействие. Для чистых жидкостей параметрами порядка являются плотности массы и энергии, для растворов — концентрации компонент, для ферромагнетиков в окрестности *Кюри точки* — намагниченность и т. д. Рост Ф. приводит к ряду аномалий в поведении термодинамич. величин и в реакции системы на внеш. воздействие *(критические явления)*.

Существует связь между Ф. физ. величин в равновесном состоянии и линейными диссипативными процессами, вызванными как внеш. механич. возмущениями (электропроводность, реакция на внешнее переменное магн. поле), так и внутр. неоднородностями в системе (напр., диффузия, теплопроводность и вязкость). Соотношения, связывающие характеристики линейных диссипативных процессов (проводимость, магн. восприимчивость, коэффициенты диффузии, теплопроводности, вязкости и т. д.) с пространственно-временны́ми корреляционными ф-циями $\langle \Delta A(\boldsymbol{r}, t)\Delta B(\boldsymbol{r}', t')\rangle$ флуктуирующих динамич. переменных, наз. *флуктуационно-диссипативными теоремами*. К флук-

туационно-диссипативным теоремам относятся *Кубо формулы* для тензоров электропроводности и магн. восприимчивости и *Грина — Кубо формулы* для коэф. переноса. Флуктуационно-диссипативные теоремы для общего случая были сформулированы Х. Кэлленом (H. B. Callen) и Т. Уэлтоном (Th. A. Welton) в 1951 как обобщение *Найквиста формулы* для электрич. шумов в линейных цепях; они оказываются полезными для вычисления спектральной плотности временны́х корреляционных ф-ций равновесных Ф. в тех случаях, когда обобщённые восприимчивости удаётся вычислить с помощью *Грина функций* (в статистич. физике) или к.-л. др. методом.

Ур-ния, описывающие эволюцию неравновесной макроскопич. системы, напр. *кинетическое уравнение Больцмана* для классич. газа или ур-ния гидродинамики, являются ур-ниями для физ. величин, усреднённых по статистич. ансамблю. Вследствие теплового движения в системе эти величины испытывают Ф. около ср. значений.

Кинетические Ф. в газе характеризуются корреляц. ф-цией $\langle \delta f(\boldsymbol{r}_1, \boldsymbol{p}_1, t_1)\,\delta f(\boldsymbol{r}_2, \boldsymbol{p}_2, t_2)\rangle$, где $\delta f = f - \bar{f}$ является отклонением точной, микроскопич. ф-ции распределения f от ср. значения этой ф-ции $\bar{f}$, определяемого кинетич. ур-нием. В равновесном газе корреляц. ф-ция зависит только от разности времен $t_1 - t_2$ и разности координат $\boldsymbol{r}_1 - \boldsymbol{r}_2$, а $\bar{f}$ есть независящая от времени равновесная одночастичная ф-ция распределения. В частности, если нет внеш. поля, эта ф-ция совпадает с *Максвелла распределением* $f_0(\boldsymbol{p})$.

Вычисление корреляц. ф-ции для кинетич. Ф. в равновесном газе можно свести к решению обобщённого *Ланжевена уравнения*

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \boldsymbol{v}\frac{\partial}{\partial \boldsymbol{r}} + \delta\hat{I}_p\right)\delta f(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{p}, t) = y(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{p}, t).$$

Левая часть этого ур-ния совпадает с линеаризов. кинетич. ур-нием Больцмана, где $\delta\hat{I}_p$ — линейный интегральный оператор (оператор столкновений), а правая часть представляет собой случайный источник, моменты к-рого определяются соотношениями

$$\langle y(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{p}, t)\rangle = 0,$$

$$\langle y(\boldsymbol{r}_1, \boldsymbol{p}_1, t_1)\,y(\boldsymbol{r}_2, \boldsymbol{p}_2, t_2)\rangle = A(\boldsymbol{p}_1, \boldsymbol{p}_2)\,\delta(\boldsymbol{r}_1 - \boldsymbol{r}_2)\,\delta(t_1 - t_2).$$

Интенсивность источника, описывающего влияние теплового движения частиц на Ф. одночастичной ф-ции распределения, имеет вид

$$A(\boldsymbol{p}_1, \boldsymbol{p}_2) = \bar{n}\left(\delta\hat{I}_{p_1} + \delta\hat{I}_{p_2}\right)\delta(\boldsymbol{p}_1 - \boldsymbol{p}_2)\,f_0(\boldsymbol{p}_1),$$

где $\bar{n}$ — равновесная концентрация частиц. Метод Ланжевена применим и к исследованию кинетич. Ф. в неравновесном газе, однако выражение для второго момента случайного источника является значительно более сложным. Кинетич. Ф. в квантовых газах описываются ур-ниями Ланжевена для отклонений одночастичной матрицы плотности или одночастичной *Вигнера функции распределения* от ср. значений, определяемых квантовым кинетич. ур-нием.

Для крупномасштабных гидродинамич. Ф. в газах и жидкостях применимо понятие локального (частичного) равновесия в малых объёмах при фиксиров. значениях флуктуирующих термодинамич. параметров. Поэтому в гидродинамич. пределе, когда длина волны Ф. велика по сравнению с микроскопич. размерами (межатомным расстоянием в жидкости и длиной пробега в газе), вычисление временны́х корреляц. ф-ций Ф. плотности, темп-ры, скорости и т. д. сводится к решению гидродинамич. ур-ний с дополнительными ланжевеновскими источниками, описывающими тепловой шум. Метод вычисления корреляц. ф-ций крупномасштабных Ф. в равновесном состоянии, основанный на линейных ур-ниях гидродинамики со случайными источниками, был предложен Л. Д. Ландау и Е. М. Лифшицем в 1957. В случае однокомпонентной классич. жидкости тензор вязких напряжений π_{ij} и вектор потока тепла $\boldsymbol{q}$ записываются в виде

$$\pi_{ij} = \eta\left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3}\delta_{ij}\operatorname{div}\boldsymbol{v}\right) + \zeta\delta_{ij}\operatorname{div}\boldsymbol{v} + \delta\pi_{ij},$$
$$\boldsymbol{q} = -\lambda\nabla T + \delta\boldsymbol{q}, \qquad (3)$$

где η, ζ — коэф. вязкости, λ — коэф. теплопроводности. Кроме обычных членов с градиентами скорости и градиентом темп-ры, эти выражения содержат ланжевеновские источники $\delta\pi_{ij}$ и $\delta\boldsymbol{q}$; они описывают спонтанные напряжения и потоки тепла, вызванные тепловым движением частиц.

Статистич. свойства источников в приближении *локального термодинамического равновесия* могут быть установлены методами *термодинамики неравновесных процессов*. Ср. значения источников равны нулю, а вторые моменты даются ф-лами

$$\langle \delta\pi_{ij}(\boldsymbol{r}_1, t_1)\,\delta\pi_{mn}(\boldsymbol{r}_2, t_2)\rangle = 2kT\{\eta(\delta_{im}\delta_{jn} + \delta_{in}\delta_{jm}) +$$
$$+ (\zeta - \tfrac{2}{3}\eta)\delta_{ij}\delta_{mn}\}\,\delta(\boldsymbol{r}_1 - \boldsymbol{r}_2)\,\delta(t_1 - t_2),$$

$$\langle q_i(\boldsymbol{r}_1, t_1)\,q_j(\boldsymbol{r}_2, t_2)\rangle = 2\lambda kT^2\delta_{ij}\,\delta(\boldsymbol{r}_1 - \boldsymbol{r}_2)\,\delta(t_1 - t_2).$$

Решив систему линеаризованных гидродинамич. ур-ний, в к-рых тензор вязких напряжений и вектор потока тепла имеют вид (3), можно выразить временны́е корреляционные ф-ции Ф. локальных гидродинамич. переменных $\langle \delta A(\boldsymbol{r}_1, t_1)\,\delta B(\boldsymbol{r}_2, t_2)\rangle$ через равновесные термодинамич. величины и коэффициенты переноса. В частности, таким способом можно вычислить корреляц. ф-цию Ф. плотности числа частиц $\langle \delta n(\boldsymbol{r}_1, t_1)\,\delta n(\boldsymbol{r}_2, t_2)\rangle$, через к-рую выражается динамический структурный фактор жидкости, измеряемый в экспериментах по рассеянию света и медленных нейтронов.

Нелинейное взаимодействие гидродинамич. Ф. необходимо учитывать вблизи критич. точки, где сильный рост равновесных крупномасштабных Ф. приводит к аномалиям наблюдаемых коэффициентов переноса, а также в неравновесных состояниях, когда система теряет гидродинамич. устойчивость. Характерными примерами являются *конвективная неустойчивость* и возникновение *турбулентности* в жидкостях и газах. Взаимодействие крупномасштабных Ф. описывается нелинейными членами в ур-ниях гидродинамики, где локальные термодинамич. величины рассматриваются как случайные переменные.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Статистическая физика, ч. 1, 3 изд., М., 1976; Зубарев Д. Н., Неравновесная статистическая термодинамика, М., 1971; Паташинский А. З., Покровский В. Л., Флуктуационная теория фазовых переходов, 2 изд., М., 1982; Климонтович Ю. Л., Статистическая физика, М., 1982; Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П., Статистическая физика, ч. 2, М., 1978; Форстер Д., Гидродинамические флуктуации, нарушенная симметрия и корреляционные функции, пер. с англ., М., 1980.

В. Г. Морозов.

ФЛУКТУА́ЦИИ ЭЛЕКТРИ́ЧЕСКИЕ — хаотич. изменения потенциалов, токов и зарядов в электрич. цепях и *линиях передачи*, вызываемые тепловым движением носителей заряда и др. физ. процессами в веществе, обусловленными дискретной природой электричества (естеств. Ф. э.), а также случайными изменениями и нестабильностью характеристик цепей (техн. Ф. э.). Ф. э. возникают в проводниках, электронных и ионных приборах, а также в атмосфере, где происходит *распространение радиоволн*. Ф. э. приводят к появлению ложных сигналов — *шумов* на выходе усилителей электрич. сигналов, ограничивают их чувствительность и помехоустойчивость, уменьшают стабильность генераторов и устойчивость систем автоматич. регулирования и т. д.

В проводниках в результате теплового движения носителей заряда возникает флуктуирующая разность потенциалов (тепловой шум). В металлах из-за большой концентрации электронов проводимости и малой длины их свободного пробега тепловые скорости электронов во много раз превосходят скорость направленного движения (дрейфа) в электрич. поле. Поэтому Ф. э. в металлах зависят от темп-ры, но не зависят от приложенного напряжения (см.

Найквиста формула). При комнатной темп-ре интенсивность тепловых Ф. э. остаётся постоянной до частот $f \sim 10^{12}$ Гц. Хотя тепловые Ф. э. возникают только в активных сопротивлениях, наличие в цепи реактивных элементов (конденсаторов и катушек индуктивности) может изменить частотный спектр Ф. э.

В неметаллич. проводниках Ф. э. увеличиваются за счёт медленной случайной перестройки структуры проводника под действием тока (при $f \leqslant 1$ кГц). Эти Ф. э. на неск. порядков превышают тепловые.

Ф. э. в эл.-вакуумных и ионных приборах связаны гл. обр. со случайным характером электронной эмиссии с катода *(дробовой шум)*. Интенсивность дробовых Ф. э. практически постоянна для $f < 10^8$ Гц. Она зависит от присутствия остаточных ионов и величины пространств. заряда. Дополнит. источники Ф. э. в этих приборах — *вторичная электронная эмиссия* с анода и сеток *электронных ламп*, динодов *фотоэлектронных умножителей* и т. п., а также случайное перераспределение тока между электродами. Наблюдаются также медленные Ф. э., связанные с разл. процессами на катоде. В газоразрядных приборах низкого давления Ф. э. возникают из-за теплового движения электронов.

В *полупроводниковых приборах* Ф. э. обусловлены случайным характером процессов генерации и рекомбинации электронов и дырок (генерационно-рекомбинац. шум) и диффузии носителей заряда (диффузионный шум). Оба процесса дают вклад как в тепловой, так и в дробовой шумы полупроводниковых приборов. Частотный спектр этих Ф. э. определяется временами жизни и дрейфа носителей. В полупроводниковых приборах на низких частотах наблюдаются также Ф. э., обусловленные «улавливанием» электронов и дырок дефектами кристаллич. решётки (модуляционный шум).

В приборах квантовой электроники Ф. э. ничтожно малы и обусловлены спонтанным излучением (см. *Квантовый усилитель*).

Так называемые техн. Ф. э. связаны с температурными изменениями параметров цепей и их «старением», нестабильностью источников питания, с помехами от промышл. установок, вибрацией и толчками, с нарушениями электрич. контактов и т. п.

Ф. э. в *генераторах электромагнитных колебаний* вызывают модуляцию амплитуды и частоты колебаний (см. *Модулированные колебания*), что приводит к появлению непрерывного частотного спектра колебаний и к уширению спектральной линии генерируемых колебаний до 10^{-7}—10^{-12} от несущей частоты.

Лит.: Бонч-Бруевич А. М., Радиоэлектроника в экспериментальной физике, М., 1966; Малахов А. Н., Флуктуации в автоколебательных системах, М., 1968; Ван дер Зил А., Шум [в электронных приборах], пер. с англ., М., 1973; Суходоев И. В., Шумы электрических цепей, М., 1975; Рытов С. М., Введение в статистическую радиофизику, ч. 1, М., 1976; Робинсон Ф. Н. Х., Шумы и флуктуации в электронных схемах и цепях, пер. с англ., М., 1980.

И. Т. Трофименко.

ФЛУКТУАЦИО́ННО-ДИССИПАТИ́ВНАЯ ТЕОРЕ́МА — устанавливает связь между спектром флуктуаций физ. величин в равновесной диссипативной среде и её *обобщёнными восприимчивостями*, т. е. параметрами, характеризующими её реакцию на внеш. воздействие. Классич. пример Ф.-д. т. — *Найквиста формула*, связывающая спектральную мощность флуктуаций напряжения проводника, или т. н. эдс шума $\varepsilon_ш$, с его сопротивлением R:

$$\varepsilon_ш^2 = 4kTR\Delta f, \qquad (1)$$

где Δf — полоса частот.

Соотношение (1) можно обобщить на случай любой квантовой системы. Пусть внеш. воздействие на систему описывается включением в гамильтониан возмущающего оператора:

$$\hat{V} = -\hat{x} f(t), \qquad (2)$$

где $\hat{x}$ — оператор нек-рой физ. величины, характеризующей систему, а $f(t)$ — возмущающая обобщённая сила. Тогда обобщённая восприимчивость α вводится соотношением

$$x_\omega = \alpha(\omega) f_\omega, \qquad (3)$$

связывающим фурье-компоненты силы f_ω и усреднённой физ. величины x_ω (ω — циклич. частота). Флуктуации величины x обычно характеризуются корреляц. ф-цией:

$$\varphi(t-t') = \frac{1}{2}\langle \hat{x}(t)\hat{x}(t') + \hat{x}(t')\hat{x}(t) \rangle, \qquad (4)$$

где скобки означают статистич. среднее от гейзенберговских операторов. Ф.-д. т. в этом случае может быть представлена в виде следующего соотношения:

$$(x^2)_\omega = \hbar\alpha''(\omega)\operatorname{cth}(\hbar\omega/kT), \qquad (5)$$

где $\alpha''(\omega)$ — мнимая часть обобщённой восприимчивости, а $(x^2)_\omega$ — спектральная мощность флуктуаций, фурье-компонента коррелятора (4). В основе (5) лежит принцип Онсагера, согласно к-рому как малое отклонение системы от термодинамич. равновесия, вызванное внеш. силой, так и флуктуация релаксируют к равновесию одинаковым образом (см. *Онсагера теорема*).

При отклонении системы от равновесного состояния (напр., при помещении полупроводника во внеш. электрич. поле) ф-ла Найквиста нарушается. Для слабо неравновесного случая в соотношении (1) заменяют T на нек-рый параметр $T_ш$ — т. н. *шумовую температуру*, так что в этом случае ф-ла (1) служит определением феноменологич. параметра $T_ш$, являющегося удобной характеристикой флуктуаций неравновесной системы.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Статистическая физика, ч. 1, 3 изд., М., 1976, гл. 12; Климонтович Ю. Л., Статистическая физика, М., 1982, гл. 24.

ФЛУКТУО́Н — составная *квазичастица*, образуемая в среде электроном, локализованным в потенц. яме, возникшей в результате флуктуации к.-л. параметра среды. В отсутствие электронов такая флуктуация приводит к возрастанию термодинамич. потенциала системы и, возникнув, через нек-рое время «рассасывается». При наличии электронов возможна стабилизация флуктуации путём захвата электрона соответствующей потенц. ямой, поскольку при локализации электрона в яме его энергия понижается (в случае кристалла это понижение энергии можно рассматривать как результат перехода электрона из зоны проводимости в локализованное состояние, расположенное в запрещённой зоне, см. *Зонная теория*). Если понижение энергии электрона при его локализации превосходит по величине повышение термодинамич. потенциала, обусловленное возникновением флуктуации, то образование флуктуации с локализованным вблизи неё электроном будет термодинамически выгодным. При определ. значениях параметров область локализации электрона (радиус Ф.) захватывает большое число атомов, так что Ф. может быть макроскопич. квазичастицей. Ф. является обобщением понятия *полярона*.

В полупроводниковых растворах (твёрдых или жидких) Ф. может образовываться вблизи области повышенной концентрации (кластера) того из компонентов, с атомами к-рого электрон сильнее взаимодействует. Возникающий кластер, состоящий преим. из атомов одного компонента, оказывается стабильным, даже если прямое взаимодействие между атомами не играет роли; атомы во флуктуонном кластере связаны силами косвенного взаимодействия, обусловленного локализованным электроном (см. *Автолокализация*).

В *магнитных полупроводниках* Ф. может быть связан с флуктуацией *намагниченности*, образуя ферромагн. область в парамагнетике или область повышенной намагниченности в ферромагнетике. При этом обменное взаимодействие электронов проводимости с электронами незаполненных оболочек магн. атомов стремится повернуть спины магн. атомов параллельно (или антипараллельно) спину автолокализованного электрона; последний, в свою очередь, находится в эфф. поле, созданном ориентирован-

ными спинами и образующем потенц. яму, в к-рой он локализуется, переходя во флуктуонное состояние.

Примером образования Ф. является также флуктуационное возникновение *вакансии* в кристалле с широкой запрещённой зоной, сопровождающееся захватом электрона из зоны проводимости на вакансионный уровень в запрещённой зоне; если глубина залегания уровня под дном зоны проводимости превосходит свободную энергию образования вакансии, связанное состояние вакансии и электрона оказывается устойчивым.

Ф. термодинамически выгоден в ограниченной области темп-р, обычно не захватывающей низкие темп-ры. Переход большинства электронов во флуктуонные состояния может происходить в узком интервале темп-р и проявляться в виде размытого электронного фазового перехода.

Образование Ф. облегчено в системах с легко изменяющимися внутр. параметрами, в к-рых возникновение флуктуации не приводит к значит. возрастанию термодинамич. потенциала. Такая ситуация имеет место, напр., вблизи точки фазового перехода (см. *Фазон*).

Во внеш. электрич. поле на локализованный электрон действует сила, вызывающая поступат. движение электрона вместе с окружающей его областью изменённого параметра. Поэтому Ф. могут играть роль свободных носителей заряда. Обычно флуктуонные состояния отделены от состояний зонных электронов потенц. барьером, так что Ф. могут фигурировать в качестве носителей заряда одновременно с зонными электронами. Ф. не обладают обычным механизмом подвижности, т. к. эфф. длина пробега Ф. меньше их радиуса. Движение Ф. сопровождается диффузией атомов или спинов либо вязким течением в среде. Поэтому подвижность Ф. нельзя рассчитать, решая кинетическое уравнение, а необходимо использовать подход, при к-ром вычисляется энергия, диссипирующая в среде при поступат. движении Ф. При значит. концентрациях носителей заряда может стать существенным взаимодействие Ф. друг с другом. Оно приводит к образованию флуктуонных комплексов, содержащих два (бифлуктуоны) и более электрона.

Переход электронов во флуктуонные состояния может резко изменять все электронные свойства вещества (кинетич., оптич., фотоэлектрич.), магн. свойства полупроводников с нескомпенсир. спинами атомов, кинетику фазовых превращений, положение линий фазового равновесия и т. д.

Лит.: Кривоглаз М. А., Флуктуонные состояния электронов, «УФН», 1973, т. 111, с. 617.

Э. М. Эпштейн.

ФЛУОРЕСЦЕ́НЦИЯ (флюоресценция) (от назв. минерала флюорита, у к-рого Ф. впервые была обнаружена, и лат. escent — суффикс, означающий слабое действие) — *люминесценция*, затухающая в течение короткого времени после прекращения возбуждения. Более длительная люминесценция наз. *фосфоресценцией*; такое разделение люминесценции устарело, приобрело условный смысл качеств. характеристики её длительности. Ф., как правило, — результат спонтанных квантовых переходов, поэтому её длительность определяется временем жизни возбуждённого состояния (в этом смысле в случае запрещённых квантовых переходов Ф. может иметь значит. длительность).

Ф. наблюдается в атомных и молекулярных газах. Мн. органич. вещества обладают Ф. в жидких и твёрдых растворах, а также в кристаллич. состоянии. Спектры Ф., её поляризация и кинетика связаны со структурой и симметрией центров свечения или молекул, характера их взаимодействия, зависят от концентрации растворов, вида возбуждения и т. д. Поэтому с помощью Ф. изучают структуру вещества и физ. процессы, происходящие в нём. Ф. используют в *люминесцентном анализе, сцинтилляционных детекторах, дефектоскопии,* микробиологии, медицине, биофизике и т. д.

Лит. см. при ст. *Люминесценция.*

М. Д. Галанин.

ФЛУОРО́МЕТР — прибор для измерения времени τ затухания *флуоресценции* ($\tau \sim 10^{-8}$—10^{-9} с). Действие Ф. основано на том, что при модулированном с частотой ω фотовозбуждении фаза флуоресценции отстаёт от фазы возбуждающего излучения на величину φ, зависящую от ω и τ. При экспоненциальном затухании флуоресценции и синусоидальном законе модуляции

$$\varphi = \operatorname{arctg} \omega\tau,$$

а амплитуды возбуждения A_0 и флуоресценции связаны соотношением

$$A_0 = A\sqrt{1+\omega^2\tau^2}.$$

Т. о., для определения τ измеряют либо φ (фазовые Ф., наиб. распространённые; см. рис.), либо отношение A_0/A.

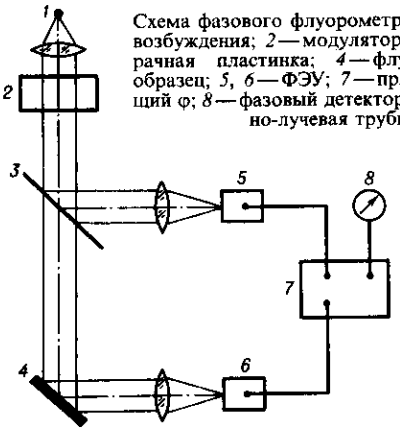


Схема фазового флурометра: *1* — источник возбуждения; *2* — модулятор; *3* — полупрозрачная пластинка; *4* — флуоресцирующий образец; *5, 6* — ФЭУ; *7* — прибор, измеряющий φ; *8* — фазовый детектор (или электронно-лучевая трубка).

Совр. приборы для измерения τ основаны на возбуждении флуоресценции импульсами пико- и фемтосекундной длительности и измерении хода затухания флуоресценции при помощи осциллографа или счётчика фотонов (см. *Фемтосекундная спектроскопия*).

М. Д. Галанин.

ФЛЮЕНС нейтронов — величина, равная отношению числа нейтронов, падающих за данный интервал времени на нек-рую поверхность, расположенную перпендикулярно направлению распространения нейтронного излучения, к площади этой поверхности. В случае диффузного поля нейтронов Ф. в нек-рой точке этого поля определяется отношением числа нейтронов, падающих за данный интервал времени на поверхность достаточно малой сферы с центром в рассматриваемой точке, к площади центрального сечения этой сферы (диаметр сферы меньше характерного масштаба неоднородностей поля). Размерность Ф. — нейтрон $\cdot$ м$^{-2}$.

Применение этого термина для характеристики полей нейтронного излучения впервые было рекомендовано в 1959 Международной комиссией по радиационным единицам и измерениям. Понятие Ф. используется в *активационном анализе* материалов. Наведённая активность к.-л. материала, при прочих равных условиях, пропорц. Ф. Зная Ф., вычисляют время облучения нейтронами, необходимое для получения заданной наведённой активности вещества. Т. о., Ф. не является однозначной характеристикой нейтронного поля. Значение Ф. в рассматриваемой точке поля зависит не только от плотности потока нейтронов в этой точке поля, но и от выбранного интервала времени облучения. Фактически Ф. представляет собой интеграл по времени от плотности потока нейтронов. В этом неудобство предложенной характеристики нейтронного поля — Ф. Поэтому, наряду с Ф., применяют термин «мощность флюенса нейтронов», к-рый совпадает с термином «плотность потока частиц» с размерностью «частица $\cdot$ м$^{-2}\cdot$с$^{-1}$», широко используемым в ядерной физике. Для характеристики нейтронных полей иногда употребляют термины: «флюенс потока энергии нейтронов» и «мощность флюенса потока энергии нейтронов» с размерностями соответственно Дж $\cdot$ м$^{-2}$ и Вт $\cdot$ м$^{-2}$.

М. Ф. Юдин.

ФО́ГТА ЭФФЕ́КТ — один из эффектов *магнитооптики*, заключающийся в возникновении *двойного лучепреломления* эл.-магн. волны (обычно света) при её распространении в твёрдых телах (напр., кристаллах) в направлении, перпендикулярном внеш. магн. полю, в к-ром находится тело. Этот эффект наз. также *Коттона — Мутона эффектом*, если свет распространяется в газе или жидкости, т. е. в средах со свободными молекулами, имеющими спонтанный или индуцированный магн. момент. Назван по имени В. Фогта (V. Voigt).

Ф. э. проявляется в том, что линейно поляризованное эл.-магн. излучение после прохождения слоя изотропного твёрдого вещества, помещённого в магн. поле, в направлении, перпендикулярном магн. полю, становится эллиптически поляризованным. Это обусловлено возникающей в магн. поле *оптической анизотропией* вещества с выделенным направлением вдоль магн. поля. Составляющие эл.-магн. волны, линейно поляризованные вдоль и поперёк магн. поля, имеют разную скорость распространения, поэтому при прохождении слоя вещества они приобретают разность фаз и выходящее из слоя излучение оказывается эллиптически поляризованным (обычно выбирают свет, линейно поляризованный под углом, близким к 45° относительно магн. поля). Фазовый сдвиг δ, определяющий параметры эллипса поляризации, пропорционален толщине слоя l и разности показателей преломления $n_{\parallel}$ и $n_{\perp}$ для волн, поляризованных соответственно вдоль и поперёк магн. поля:

$$\delta=\frac{\omega l}{c}\operatorname{Re}(n_{\perp}-n_{\parallel}),$$

где c — скорость света, ω — частота эл.-магн. поля.

В общем случае оптически анизотропной среды величина δ выражается через компоненты тензора диэлектрич. проницаемости ε_{ik}. Для слабопоглощающей среды

$$\delta=\frac{\omega l}{2cn}\operatorname{Re}(\varepsilon_{zz}-\varepsilon_{xx}),$$

где $n=\operatorname{Re}(n_{\parallel}+n_{\perp})/2$, ось z направлена вдоль магн. поля, а ось x перпендикулярна направлениям магн. поля и распространения эл.-магн. волны. Поскольку, в силу *Онсагера теоремы*, диагональные компоненты тензора ε_{ik} являются чётными ф-циями напряжённости магн. поля, тем же свойством обладает и фазовый сдвиг δ, так что Ф. э., в отличие от линейного *Фарадея эффекта*, является квадратичным по магн. полю. В не очень сильных магн. полях величина $\delta=VlH^2$, где коэф. V зависит от частоты эл.-магн. поля и определяется механизмом взаимодействия излучения с твёрдым телом. Так, в ИК-области, где оптич. свойства кристалла определяются свободными носителями заряда,

$$V=\frac{2\pi e^4 N}{c^3 nm^3\omega^3},$$

где e, N и m — заряд, концентрация и эфф. масса носителей заряда.

Поскольку величина компоненты ε_{xx} зависит от направления магн. поля относительно кристаллографич. осей кристалла, Ф. э. может быть анизотропным даже в оптически изотропных кристаллах. Напр., в кубич. полупроводниках с анизотропными изоэнергетич. поверхностями (n-Ge, n-Si) δ является анизотропной величиной, зависящей от ориентации магн. поля в кристалле. В то же время в кубич. полупроводниках со сферич. изоэнергетич. поверхностями (n-InSb, n-InAs) Ф. э. изотропен. Т. о., исследование Ф. э. даёт информацию о форме изоэнергетич. поверхностей в кубич. полупроводниках. Ф. э. используется также для определения эфф. массы носителей заряда.

В полупроводниках обычно $|n_{\perp}-n_{\parallel}|\lesssim 10^{-6}$—$10^{-4}$ при $H\lesssim 10^5$ Э. Наиб. величины ($|n_{\perp}-n_{\parallel}|\sim 10^{-2}$) Ф. э. достигает в магнитоупорядоченных кристаллах (напр., ферромагнетиках), где он обусловлен не внеш. магн. полем, а спонтанной намагниченностью.

Лит.: Смоленский Г. А., Писарев Р. В., Синий И. Г., Двойное лучепреломление света в магнитоупорядоченных кристаллах, «УФН», 1975, т. 116, с. 231; Сизов Ф. Ф., Уханов Ю. И., Магнитооптические эффекты Фарадея и Фогта в применении к полупроводникам, К., 1979. *Э. М. Эпштейн.*

ФО́КА МЕ́ТОД ФУНКЦИОНА́ЛОВ — особый способ формулировки ур-ний *квантовой теории поля* и *квантовой теории многих частиц*, основанный на введении спец. функционального аргумента, носящего вспомогат. характер и по выполнении всех выкладок устремляемого к нулю. Соответствующие ур-ния имеют вид ур-ний в вариационных производных, и их явное решение может быть представлено в виде *функционального интеграла*. Совр. методы квантовой теории поля и квантовой теории мн. частиц представляют собой прямое развитие Ф. м. ф.

В своей первонач. форме Ф. м. ф. был основан на *Фока представлении* волновой ф-ции системы с перем. числом частиц через волновые ф-ции подпространств с фиксированным числом частиц $\Psi^{(n)}(k_1, \ldots, k_n)$, где k_i — совокупность всех переменных, характеризующих i-ую частицу. Введение функционального аргумента $\varphi(k)$ позволяет построить *производящий функционал* для этих волновых ф-ций:

$$\Omega(\varphi)=\sum_{n=0}^{\infty}\frac{1}{\sqrt{n!}}\int dk_1\ldots dk_n\,\Psi^{(n)}(k_1,\ldots,k_n)\cdot\varphi(k_1)\ldots\varphi(k_n)$$

(для простоты рассматривается случай бозе-частиц). Амплитуда $\Psi^{(n)}$ может быть тогда получена из Ω путём вариационного дифференцирования:

$$\Psi^{(n)}(k_1,\ldots,k_n)=\frac{1}{\sqrt{n!}}\frac{\delta^n\Omega(\varphi)}{\delta\varphi(k_1)\ldots\delta\varphi(k_n)}\bigg|_{\varphi=0}.$$

Если $a(k)$ и $a^+(k)$ — операторы уничтожения и рождения, то состоянию $a^+(k)\Psi$ отвечает производящий функционал $\varphi(k)\Omega$. Соответственно из *перестановочных соотношений* $[a^+(k),\ a(k')=\delta(k'-k)$ следует, что состоянию $a(k)\Psi$ отвечает функционал $\delta\Omega/\delta\varphi(k)$. Т. о., ур-ние Шрёдингера с гамильтонианом $H(a^+(k),\ a(k))$, содержащим операторы рождения и уничтожения, в Ф. м. ф. имеет вид

$$\left[i\frac{\partial}{\partial t}-H(\varphi(k),\ \delta/\delta\varphi(k))\right]\Omega\{\varphi\}=0.$$

В случае ферми-частиц функциональный аргумент уже нельзя считать просто ф-цией; ему необходимо приписать операторные свойства антикоммутации с самим собой и с вариацией $\delta\varphi(k)$. При этом, как и в случае бозе-поля, операторы рождения и уничтожения в гамильтониане следует заменить соответственно через $\varphi(k)$ и $\delta/\delta\varphi(k)$. Ур-ния Ф. м. ф. можно свести к бесконечной совокупности «зацепляющихся» ур-ний, связывающих между собой амплитуды с разным числом частиц.

В развиваемых вариантах функционального подхода в качестве функционального аргумента используют внеш. токи или внеш. поля, а в качестве самого функционала — вакуумное среднее матрицы рассеяния (в квантовой статистике — статистич. сумму), *Грина функции* и т. п.

Лит.: Фок В. А., Работы по квантовой теории поля, Л., 1957; Новожилов Ю. В., Тулуб А. В., Метод функционалов в квантовой теории поля, «УФН», 1957, т. 61, с. 53; Fradkin E. S., Application of functional methods in quantum field theory and quantum statistics, «Nucl. Phys.», 1963, v. 49, № 4, p. 624. *Д. А. Киржниц.*

ФО́КА ПРЕДСТАВЛЕ́НИЕ — особый метод описания квантовой системы с переменным (или вообще неопределённым) числом частиц, использующий тем не менее конфигурац. пространство; применим для описания процессов испускания, поглощения частиц, внутр. структуры частиц (напр., протона, к-рый может быть с определ. вероятностью обнаружен в диссоциированном на нейтрон и π-мезон состоянии) и т. п. Наиб. употребительное представление (см. *Представлений теория*) в *квантовой теории поля*. В Ф. п. волновая ф-ция системы Ψ выражается через вол-

новые ф-ции, отвечающие подпространствам с определ. числами частиц (см. *Фока пространство*).

$$\Psi=\begin{pmatrix}\Psi^{(0)}\\ \Psi^{(1)}(x_1)\\ \Psi^{(2)}(x_1,\ x_2)\\ \dots\dots\dots\\ \Psi^{(n)}(x_1,\dots,\ x_n)\\ \dots\dots\dots\end{pmatrix}.$$

Здесь $\Psi^{(n)}(x_1,\dots,\ x_n)$ — амплитуда вероятности обнаружить систему, состоящую из n частиц, расположенных в точках $x_1,\dots,\ x_n$. При действии на Ψ операторов рождения $\psi^+(x)$ и уничтожения $\psi(x)$ для бозе-частиц в каждой строчке Ψ происходит замена типа

$$\Psi^{(n)}(x_1,\dots,\ x_n)\to\sqrt{n+1}\ \Psi^{(n+1)}(x,\ x_1,\dots,\ x_n)$$

и

$$\Psi^{(n)}(x_1,\dots,\ x_n)\to$$
$$\to(1/\sqrt{n})\sum_{k=1}^{n}\delta(x-x_k)\Psi^{(n-1)}(x_1,\dots,\ x_{k-1},x_{k+1},\dots,\ x_n)$$

(для ферми-частиц, кроме того, меняется знак). Соответственно выражаются в Ф. п. и операторы физ. величин, напр. гамильтониан. Ур-ние Шрёдингера в Ф. п. имеет вид системы зацепляющихся ур-ний для ф-ций $\Psi^{(0)}$, $\Psi^{(1)}$, ..., каждое из к-рых аналогично обычному ур-нию Шрёдингера в конфигурац. пространстве соответствующего числа измерений.

Лит.: Fock V., Configuration space and Dirac's method of quantisation, «Z. Phys.», 1932, Bd 75, H. 9—10, S. 622; Швебер С., Введение в релятивистскую квантовую теорию поля, [пер. с англ.], М., 1963.

Д. А. Киржниц.

ФО́КА ПРОСТРА́НСТВО — в простейшем и чаще всего употребляемом случае — *гильбертово пространство*, состоящее из бесконечных последовательностей вида

$$F=\{f_0,f_1,\dots,f_n,\dots\},\qquad(1)$$

где $f_0\in\mathbb{C}$, $f_1\in L_2(\mathbb{R}^\nu,\ d^\nu x)$,

$f_n\in L_2^s\big((\mathbb{R}^\nu)^n,\ (d^\nu x)^n\big)$

или $f_n\in L_2^a\big((\mathbb{R}^\nu)^n,\ (d^\nu x)^n\big)$, $n=2,\ 3,\dots,\ \nu=1,\ 2,\dots,$

причём $L_2^s\big((\mathbb{R}^\nu)^n,\ (d^\nu x)^n\big)$ и $L_2^a\big((\mathbb{R}^\nu)^n,\ (d^\nu x)^n\big)$

означает гильбертово пространство симметрических (соответственно антисимметрических) ф-ций от n переменных $x_1,\dots,\ x_n\in\mathbb{R}^\nu$, $n=2,\ 3,\dots$. Скалярное произведение двух последовательностей F и G вида (1) равно

$$(F,\ G)=f_0\bar g_0+\sum_{n=1}^{\infty}(f_n,\ g_n)_{L_2((\mathbb{R}^\nu)^n,\ (d^\nu x)^n)}.$$

В случае, когда последовательности F состоят из симметрических ф-ций, говорят о симметрическом (или бозонном) Ф. п., а в случае последовательностей антисимметрических ф-ций Ф. п. наз. антисимметрическим (или фермионным). В таком простейшем случае Ф. п. были впервые введены В. А. Фоком в 1932.

В общем случае произвольного гильбертова пространства H Ф. п. $\Gamma^s(H)$ (или $\Gamma^a(H)$), построенным над H, наз. симметризованную (или антисимметризованную) тензорную экспоненту пространства H, т. е. пространства

$$\Gamma^\alpha(H)\equiv\mathrm{Exp}_\alpha H:=\oplus\sum_{n=0}^{\infty}(H^{\otimes n})_\alpha,\ \alpha=s,\ a,\qquad(2)$$

где знак $\oplus$ означает прямую ортогональную сумму гильбертовых пространств, $(H^{\otimes 0})_\alpha=\mathbb{C}^1$, $(H^{\otimes 1})_\alpha=H$, а $(H^{\otimes n})_\alpha$, $n>1$ — симметризованную при $\alpha=s$ или антисимметризованную ($\alpha=a$) n-ую тензорную степень пространства H. В случае $H=L_2(\mathbb{R}^\nu,\ d^\nu x)$ определение (2) эквивалентно определению Ф. п., приведённому в начале статьи, если отождествить пространства $L_2^s\big((\mathbb{R}^\nu)^n,\ (d^\nu x)^n\big)$ и $\big(L_2(\mathbb{R}^\nu,\ d^\nu x)\big)^{\otimes n}_\alpha$ так, что тензорному произведению

$$(f_1\otimes\dots\otimes f_n)_\alpha\in\big(L_2(\mathbb{R}^\nu,\ d^\nu x)\big)^{\otimes n}_\alpha$$

последовательности ф-ций

$$f_1,\dots,f_n\in L_2(\mathbb{R}^\nu,\ d^\nu x)$$

соответствует ф-ция

$$\frac{1}{\sqrt{n!}}\sum_\sigma(\pm1)^{\mathrm{sign}\,\sigma}\prod_{i=1}^{n}f(x_{\sigma(i)})\in L_2^\alpha\big((\mathbb{R}^\nu)^n,\ (d^\nu x)^n\big),\qquad(3)$$

где суммирование происходит по всем перестановкам индексов $1,\ 2,\dots,\ n$, $\mathrm{sign}\,\sigma$ — чётность перестановки σ, а знак $+1$ или -1 в выражении (3) соответствует симметрическому или антисимметрическому случаям.

В квантовой механике Ф. п. $\Gamma^s(H)$ или $\Gamma^a(H)$ служат пространствами состояний квантовомеханич. системы, состоящей из произвольного (но конечного) числа одинаковых частиц, таких, что пространством состояний каждой отд. частицы является пространство H. При этом в зависимости от того, каким из Ф. п. — симметрическим или антисимметрическим — описывается эта система, сами частицы наз. *бозонами* или *фермионами*. Для любого $n=1,\ 2,\dots,$ подпространство $\Gamma_n^\alpha(H)\equiv(H^{\otimes n})_\alpha\subset\Gamma^\alpha(H)$, $\alpha=s,\ a$, наз. n-частичным подпространством: его векторы описывают те состояния, в к-рых имеется ровно n частиц; единичный вектор $\Omega\in(H^{\otimes 0})_\alpha\subset\Gamma^\alpha(H)$, $\alpha=s,\ a$ (в записи (1): $\Omega=\{1,\ 0,\ 0,\ \dots,\ 0,\ \dots\}$), называемый вакуумным вектором, описывает состояние системы, в к-ром нет ни одной частицы.

При изучении *линейных операторов*, действующих в Ф. п. $\Gamma^s(H)$ и $\Gamma^a(H)$, часто применяется спец. формализм, называемый методом *вторичного квантования*. Он основан на введении в каждом из пространств $\Gamma^\alpha(H)$, $\alpha=s,\ a$, двух семейств линейных операторов: т. н. операторов уничтожения $\{a_\alpha(f),\ f\in H\}$, $\alpha=s,\ a$, и семейства сопряжённых им операторов $\{a_\alpha^*(f),\ f\in H\}$, называемых операторами рождения. Операторы уничтожения задаются как замыкания операторов, действующих на векторы

$$(f_1\otimes\dots\otimes f_n)_\alpha\in\Gamma^\alpha(H),\ \alpha=s,\ a,\qquad(4)$$

где $(f_1\otimes\dots\otimes f_n)_\alpha$ — симметризованные (при $\alpha=s$) или антисимметризованные ($\alpha=a$) тензорные произведения последовательностей векторов $f_1,\dots,\ f_n\in H$, $n=1,\ 2,\dots,$ по ф-лам

$$a_\alpha(f)(f_1\otimes\dots\otimes f_n)_\alpha=\sum_{i=1}^{n}g_\alpha(i)(-1)^{\alpha(i)}(f_i,f)\times$$
$$\times(f_i\otimes\dots\otimes f_{i-1}\otimes f_{i+1}\otimes\dots\otimes f_n)_\alpha,$$
$$\alpha=s,\ a;\ a_\alpha(f)\Omega=0,$$

где $g_s(i)=0$ и $g_a(i)=i-1$. Операторы же рождения $a_\alpha^*(f)$ действуют на векторы (3) по ф-лам

$$a_\alpha^*(f)(f_1\otimes\dots\otimes f_n)_\alpha=(f\otimes f_1\otimes\dots\otimes f_n),$$
$$a_\alpha^*(f)\Omega=f.$$

При этом для любого $f\in H$, $a_\alpha(f):\Gamma_n^\alpha(H)\to\Gamma_{n-1}^\alpha(H)$, $n=1,\ 2,\dots,$ а $a_\alpha^*(f):\Gamma_n^\alpha(H)\to\Gamma_{n+1}^\alpha(H)$, $n=0,\ 1,\ 2,\dots,$ т. е. состояние физ. системы с n частицами операторами уничтожения $a_\alpha(f)$ переводится в состояние с $(n-1)$-ой частицей, а операторами рождения $a_\alpha^*(f)$ — в состояние с $(n+1)$-ой частицей.

Операторы рождения и уничтожения оказываются во мн. случаях удобной системой «образующих» в совокупности всех операторов (ограниченных и неограниченных), действующих в Ф. п. Представление таких операторов в виде суммы (конечной или бесконечной) операторов вида

$$a_\alpha^*(f_1)\dots a_\alpha^*(f_n)a_\alpha(g_1)\dots a_\alpha(g_m),$$
$$(f_1,\dots,f_n,\ g_1,\dots,g_m)\in H;\ n,\ m=0,\ 1,\ 2\dots,$$

т. н. нормальная форма оператора, и основанные на таком представлении способы действия с операторами (вычисление ф-ций от них, приведение операторов к к.-н. «простейшему» виду, разл. приёмы аппроксимации и т. д.)

и составляют содержание упомянутого выше формализма вторичного квантования (2).

Лит.: Fock V., Configuration space and Dirac's method of quantisation, «Z. Phys.», 1932, Bd 75, H. 9—10, S. 622; Березин Ф. А., Метод вторичного квантования, 2 изд., М., 1986; Малышев В. А., Минлос Р. А., Линейные операторы в бесконечночастичных системах, М., 1994. *Р. А. Минлос.*

ФО́ККЕРА — ПЛА́НКА УРАВНЕ́НИЕ — ур-ние для *функции распределения*, содержащее первую производную по времени и дифференц. оператор (оператор Фоккера — Планка) второго порядка по координатам, импульсам и т. п. Впервые получено А. Эйнштейном в 1906 и М. Смолуховским (M. Smoluchowski) в 1913 при анализе броуновского движения; позднее А. Фоккер (A. Fokker) в 1914 и М. Планк (M. Planck) в 1917 получили аналогичное ур-ние в классич. и квантовых теориях вращения диполя в поле излучения, после чего ур-ние стало наз. Ф.— П. у.

В теории *броуновского движения* Ф.— П. у. записывается для ф-ции распределения $f(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{p}, t)$ значений координаты $\boldsymbol{r}$ и импульса $\boldsymbol{p}$ броуновской частицы с массой M в жидкости или газе с темп-рой T в виде

$$\frac{\partial f}{\partial t}+\frac{\boldsymbol{p}}{M}\frac{\partial f}{\partial \boldsymbol{r}}-\frac{\partial U}{\partial \boldsymbol{r}}\frac{\partial f}{\partial \boldsymbol{p}}=\frac{\partial}{\partial \boldsymbol{p}}\xi\left(\frac{\boldsymbol{p}}{M}f+kT\frac{\partial f}{\partial \boldsymbol{p}}\right),$$

где U — потенциал внеш. силы, ξ — коэф. трения, к-рый Дж. Кирквуд (J. Kirkwood) представил в виде

$$\xi=\frac{1}{kT}\int\limits_{-\infty}^{0} dt\langle \boldsymbol{F}\boldsymbol{F}(t)\rangle,$$

где $\boldsymbol{F}$ — сила взаимодействия броуновской частицы с молекулами жидкости (газа), $\langle ... \rangle$ — усреднение по фазовому пространству жидкости с равновесной ф-цией распределения Гиббса. Это выражение имеет форму ф-лы Кубо (1957, см. *Кубо формулы*), выражающей кинетич. коэффициенты через временны́е корреляц. ф-ции динамич. величин.

В 1990-х гг. термин «броуновское движение» применяют в гораздо более широком смысле — в *кинетике физической*, в статистич. *гидродинамике*, матем. теории стохастич. процессов; в этих областях также используют Ф.— П. у. (в теории стохастич. процессов оно наз. ур-нием Колмогорова). В физ. кинетике Ф.— П. у. получается из цепочки *Боголюбова уравнений* в приближении малости взаимодействия (малого параметра при потенциале взаимодействия) или малости отношения массы молекулы жидкости или газа к массе примесной частицы. Для достаточно разреженных систем, описываемых уравнением Больцмана, приведённое приближение также даёт Ф.— П. у. В этом случае интеграл столкновения Больцмана разлагается по параметру малости взаимодействия, что в низшем приближении даёт столкновительный оператор Фоккера — Планка. Такой подход используется в кинетике гравитирующих систем и плазмы, а также для описания разл. релаксационных процессов (внутр. степеней свободы молекул газа, электронов в твёрдом теле и др.).

Лит.: Эйнштейн А., Смолуховский М., Броуновское движение. Сб. статей, пер. с нем. и франц., М.—Л., 1936; Зубарев Д. Н., Неравновесная статистическая термодинамика, М., 1971; Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П., Физическая кинетика, М., 1979. *А. Г. Башкиров.*

ФОКО́Н — фокусирующий конус, полый зеркальный, либо стеклянный монолитный, либо волоконно-оптический, изготовленный из спечённых вместе конич. стеклянных нитей — *световодов*. Сердцевина каждой нити имеет более высокий показатель преломления, чем оболочка. Изображение, спроецированное на один торец Ф., переносится с соответствующим изменением масштаба на другой торец. Ф. могут служить концентраторами света в оптич. системах с малой угл. апертурой. *Н. А. Валюс.*

ФО́КУС (от лат. focus — очаг, огонь) в оптике — точка, в к-рой пересекаются лучи первоначально параллельного светового пучка после прохождения через оптич. систему (или их продолжения, если система превращает параллельный пучок в расходящийся). Если лучи проходят параллельно оптич. оси системы, Ф. находится на этой оси; его называют главным Ф. В идеальной оптич. системе все Ф. расположены на плоскости, перпендикулярной оси системы и называемой фокальной плоскостью. В реальной системе Ф. могут располагаться на нек-рой иной фокальной поверхности.

ФОКУСИРО́ВКА ЗВУ́КА — создание сходящихся акустич. волновых фронтов сферич. или цилиндрич. формы. Ф. з. основана на тех же физ. принципах, что и фокусировка световых волн: активная фокусирующая система — акустический *концентратор* — создаёт непосредственно сходящийся волновой фронт, пассивная — линза или зеркало — изменяет акустич. длину пути kL (k — волновое число, L — геом. длина пути) таким образом, что преобразует плоский или расходящийся фронт в сходящийся. Центр кривизны сходящегося волнового фронта наз. геом. фокусом, а точка, в к-рой концентрация энергии звуковых волн достигает макс. величины, наз. волновым фокусом. Для волновых фронтов, форма к-рых отличается от сферы или прямого кругового цилиндра, геом. и волновой фокусы не совпадают. Расстояние от фокуса до поверхности фокусирующей системы в направлении акустич. оси фронта наз. фокусным расстоянием f. В результате дифракции волн в фокусе образуется фокальное пятно или полоса. Для длиннофокусных фронтов радиус фокального пятна или ширина фокальной полосы $r_0=\beta(\lambda f/R)$, где λ — длина волны, $R\approx f\omega_m$ — радиус зрачка фронта, ω_m — угол раскрытия фронта, т. е. угол между акустич. осью фронта и его краем, а $\beta=0{,}61$ для сферич. и $\beta=0{,}5$ для цилиндрич. фронта.

Сходящиеся волновые фронты при Ф. з. характеризуются, как правило, неравномерным распределением амплитуды и отклонением формы фронта от идеальной сферы или цилиндра, т. н. аберрацией. По сравнению с оптич. фокусировкой при фокусировке в акустике бо́льшую роль играет неравномерность амплитуды и меньшую — аберрация, а также существ. роль играют коэф. прохождения и коэф. поглощения в фокусирующих устройствах и окружающей их среде.

При Ф. з. осуществляется усиление звукового давления p, колебат. скорости частиц v и *интенсивности звука* I. Соответствующие коэф. усиления K_p, K_v, K_I показывают, во сколько раз возросли величины p, v или I в фокусе по сравнению с их значениями на поверхности волнового фронта фокусирующей системы. Для сферич. фронта $K_p^{\mathrm{c}}=(f/\lambda)\sin(\omega_m/2)$, для цилиндрич. фронта $K_p^{\mathrm{u}}=\sqrt{f/\lambda}\,2\omega_m$. В обоих случаях $K_I=K_p K_v\approx K_p^2$.

Ф. з. используется в устройствах для получения звукового изображения в звуковизорах, акустич. микроскопе (см. *Микроскопия акустическая*) и т. п.; в устройствах для формирования заданной диаграммы направленности эл.-акустич. преобразователей, напр. в гидро- и рыболокаторах, в системах сканирования и т. п.; в устройствах для концентрации УЗ-энергии при использовании её в технол. процессах в УЗ-хирургии и т. п.

Лит.: Каневский И. Н., Фокусировка звуковых и ультразвуковых волн, М., 1977. *И. Н. Каневский.*

ФОКУСИРО́ВКА ЧАСТИ́Ц В УСКОРИ́ТЕЛЕ — обеспечение устойчивости поперечного движения ускоряемых заряж. частиц. Здесь речь идёт не о сведе́нии пучка частиц в малое пятно, как понимают фокусировку в оптике, а об удержании пучка в определ. поперечных размерах при транспортировке на большие расстояния.

В процессе ускорения частицы проходят путь от неск. метров (в линейных ускорителях небольшой энергии) до $\sim 10^{13}$ м (в кольцевых накопителях). Даже малые отклонения нач. импульсов и координат частиц от расчётных значений могут привести к тому, что в процессе движения частицы выйдут за пределы рабочей области (напр., вакуумной камеры ускорителя) и погибнут при взаимодействии с окружающими препятствиями. К этому же могут привести действующие на частицы во время ускорения разл. возмущающие факторы (искажения ведущего и фокусирующего полей, рассеяние на газе в камере, *внутрипучковое*

рассеяние и т. д.). Поэтому необходимо, чтобы в процессе ускорения при отклонении частиц от опорной траектории (см. ниже) на них действовали возвращающие или, как принято говорить, фокусирующие силы.

Методы фокусировки. Существующая классификация методов Ф. ч. в у. (Ф.) отражает историю развития ускорителей и основывается на двух осн. признаках: типе фокусирующего эл.-магн. поля и его распределении вдоль опорной траектории. Иногда в названии метода Ф. используются и др. признаки: характер изменения поля во времени, тип фокусирующего устройства и т. д.

Ф. ч. в у. принято разделять на внешнюю, при к-рой фокусирующее поле создаётся внеш. устройствами, и коллективную, при к-рой для фокусировки используется коллективное поле, создаваемое частицами ускоряемого пучка или системы связанных пучков. В большинстве действующих ускорителей применяется внеш. Ф., к-рая подразделяется на магнитную Ф., производимую статическим или медленно меняющимся во времени магн. полем, электрическую Ф., высокочастотную Ф., осуществляемую ВЧ эл.-магн. полем, и пучковую Ф. с помощью потоков (пучков) сторонних частиц.

В зависимости от распределения поля вдоль опорной траектории можно выделить однородную Ф., при к-рой на частицы действуют пост. фокусирующие силы, и знакопеременную Ф., при к-рой чередуются фокусирующие и дефокусирующие участки. В циклич. ускорителях однородная Ф. осуществляется с помощью магн. поля с пост. градиентом. При этом бетатронные частоты (число поперечных колебаний на оборот) всегда оказываются меньше единицы, в связи с чем такую Ф. называют слабой. При Ф. магн. полем со знакопеременным градиентом бетатронные частоты могут значительно превышать единицу (до неск. десятков), такую Ф. называют сильной. Идея сильной Ф. была независимо высказана в работах Н. Кристофилоса (N. Christophilos, 1950) и Э. Куранта (E. Courant), М. Ливингстона (M. Livingston) и Х. Снайдера (H. Snyder) в 1953.

Системы фокусировки и фокусирующие элементы. В реальных установках возможно одноврем. применение разл. методов Ф. Совокупность фокусирующих устройств наз. системой Ф., а сами эти устройства — фокусирующими элементами. В совр. фокусирующих системах ускорителей и накопителей высокой энергии чаще всего применяется Ф. магн. полем со знакопеременным градиентом, а наиб. распространённым фокусирующим элементом является электромагнитная квадрупольная линза, у к-рой индукция магн. поля линейно зависит от поперечных координат. Такие линзы могут быть как с т. н. тёплой обмоткой (рис. 1), так и со сверхпроводящей.

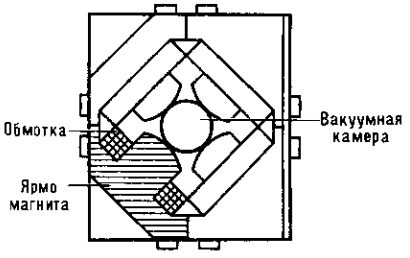


Рис. 1. Схематическое изображение электромагнитной квадрупольной линзы с «тёплой» обмоткой.

нейность магн. поля в «тёплых» линзах обеспечивается формой магн. полюсов, а в сверхпроводящих линзах — распределением токонесущих проводников. Иногда применяются линзы с пост. магнитами. К числу стандартных фокусирующих элементов относятся также секторные магниты с однородным полем. Если срез такого магнита перпендикулярен центр. траектории пучка, то магнит фокусирует только по одной (горизонтальной) степени свободы. Если же срез магнита направлен под углом к траектории, то возникает дополнит. краевая Ф. К числу типичных фокусирующих элементов относятся также электростатические квадрупольные линзы, соленоиды, электронные линзы и т. д.

Алгоритм анализа устойчивости. Несмотря на большое многообразие фокусирующих систем и элементов, исследование устойчивости поперечного движения во всех системах с внеш. Ф., как правило, проводится с помощью единого алгоритма. Сначала рассчитывается опорная траектория в идеальном ведущем и фокусирующем полях, затем выводятся ур-ния движения частиц в идеальном поле и исследуется устойчивость линейных поперечных колебаний частиц около этой траектории. Далее учитываются эффекты, связанные с линейными и нелинейными возмущениями ведущего и фокусирующего полей, а также коллективные эффекты, связанные с собств. эл.-магн. полем пучка.

Опорная траектория и натуральная система координат. В циклич. ускорителях в качестве опорной обычно выбирают траекторию равновесной частицы, импульс (энергия) к-рой соответствует величине (в данный момент времени) и распределению магн. поля. При этом магн. поле предполагается идеальным, т. е. считается, что оно имеет нек-рую априорно заданную зависимость от координат и времени. Можно показать, что в синхротронах среди множества возможных траекторий равновесной частицы существует одна замкнутая траектория, к-рая наз. равновесной орбитой. В линейных ускорителях опорная траектория обычно совпадает с осью машины, а в кольцевых ускорителях она близка к ср. линии вакуумной камеры.

Анализ поперечного движения частиц сгустка, мало отклоняющихся от опорной траектории (параксиальных частиц), удобно вести в т. н. натуральной системе координат, в к-рой в качестве одной из координат используется длина s, отсчитываемая вдоль опорной траектории. Оси этой системы определяются сопровождающим трёхгранником, т. е. единичными векторами внеш. нормали $\boldsymbol{n}(s)$, касательной $\boldsymbol{\tau}(s)$ и бинормали $\boldsymbol{b}(s)$, к-рые образуют правую тройку. Отклонение частицы от равновесной траектории в этой системе можно представить в виде

$$\Delta \boldsymbol{r}(s) = x\boldsymbol{n}(s) + z\boldsymbol{b}(s),$$

где x и z — поперечные координаты частицы. Заметим, что в случае плоской орбиты с пост. кривизной натуральная система координат переходит в цилиндрич. систему. Если опорная траектория, как это обычно бывает, находится в горизонт. плоскости, то z определяет вертикальное, а x — радиальное отклонения от этой траектории. Для прямолинейной орбиты (линейный ускоритель) натуральная система координат совпадает с обычной декартовой системой.

Устойчивость линейных колебаний. При анализе устойчивости поперечных колебаний записанные в натуральной системе координат ур-ния движения прежде всего линеаризуются по переменным x, z, x', z' ($x' = dx/ds$, $z' = dz/ds$). Предположим, что нет искажений ведущего и фокусирующего полей, и ограничимся наиб. распространённым случаем, когда продольное магн. поле отсутствует. Тогда ур-ния движения по двум поперечным степеням свободы разделяются и приводятся к виду

$$\frac{d^2x}{ds^2} + g_x(p, s)x = 0,$$

$$\frac{d^2z}{ds^2} + g_z(p, s)z = 0,$$

где $g_x(p, s)$ и $g_z(p, s)$ — нек-рые известные ф-ции, p — импульс частицы. Из-за медленности продольных колебаний (их период, как правило, много больше периода поперечных колебаний) при исследовании этих ур-ний обычно можно пренебречь зависимостью p от s и рассматривать импульс как пост. параметр.

Общее решение каждого из написанных линейных однородных ур-ний может быть записано в матричной форме:

$$\begin{pmatrix} x(s) \\ x'(s) \end{pmatrix} = (M_x(s)) \begin{pmatrix} x(0) \\ x'(0) \end{pmatrix}$$

и аналогично для $z(s)$ и $z'(s)$ (с заменой $M_x(s)$ на $M_z(s)$). Элементы матрицы передачи $M(s)$ для произвольной ф-ции $g(s)$ могут быть найдены численным интегрированием. Исследование устойчивости движения существенно упрощается для очень широкого класса периодич. систем, удовлетворяющих условию $g(s+L_0)=g(s)$, где L_0 — период системы (к этому классу относятся фокусирующие системы почти всех кольцевых ускорителей и большей части линейных ускорителей). Для периодич. систем ур-ние поперечного движения превращается в *Хилла уравнение*, устойчивость решения к-рого определяется собств. значениями $\tilde{M}$-матрицы передачи периода. При выполнении условия

$$|\operatorname{Sp}\tilde{M}| = |\tilde{M}_{11}+\tilde{M}_{22}| < 2$$

колебания устойчивы, а собств. значения матрицы $\tilde{M}(s)$ равны $\exp(\pm i\mu)$ (где μ — нек-рое действит. число, определяющее сдвиг фазы колебаний на периоде структуры). Общее решение ур-ния Хилла выражается ф-лой

$$x(s) = a\sqrt{\beta(s)}\cos[\psi(s)+\alpha],$$

где константы a и α определяются нач. значениями x и x'; $\beta(s)$ — т. н. амплитудная функция, зависящая от структуры системы, а фазовая переменная $\psi(s)$ определяется ур-нием

$$\psi(s) = \int_0^s ds'/\beta(s').$$

Ф-ция $\beta(s)$ периодична (с периодом фокусирующей системы). Изменение $\psi(s)$ на длине орбиты, делённое на 2π, определяет число бетатронных колебаний на оборот. Траектория $x(s)$ на каждом периоде колебаний пересекается с косинусоидной траекторией, у к-рой фаза меняется на μ при прохождении элемента периодичности системы (рис. 2). Отсюда видно, что в устойчивой периодич. фокусирующей системе частица совершает «квазипериодические» колебания около положения равновесия. Число этих колебаний на длине оборота в циклич. ускорителе определяется ф-лой $\nu = \mu N/2\pi$, где N — число периодов фокусирующей системы на длине кольца.

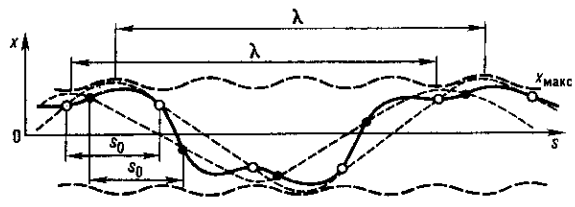


Рис. 2. Траектории произвольной частицы и огибающая пучка в системе фокусировки. В соответствующих точках эта траектория пересекается с косинусоидой (светлые штриховые линии) с длиной волны λ, амплитуда и фаза которой зависят от выбора начала отсчёта (светлые и тёмные кружки). Огибающая траектории частиц пучка представлена жирной штриховой линией.

Т. к. подобные колебания для простейшего случая $g(s)=\text{const}$ были впервые исследованы в бетатроне, то поперечные колебания частиц в циклич. ускорителях часто называют бетатронными, а параметр ν — бетатронной частотой (в англ. литературе — betatron tune). Матем. анализ показывает, что в системах со знакопеременной Ф. при не слишком большой силе фокусирующих элементов ν пропорц. квадрату «силы» линз (произведению градиента поля на длину линзы). Т. о., знакопеременная Ф. является Ф. второго порядка, в связи с чем приходится применять «сильные» фокусирующие элементы (так, в одном из проектов в сверхпроводящих квадрупольных линзах ускорителя SSC градиент магн. поля должен был достигать 212 Тл/м).

Анализ поперечного движения может быть значительно упрощён, если удаётся представить систему Ф. в виде набора «кусочно-постоянных» элементов, для каждого из к-рых $g(s)=\text{const}$. В этом случае матрица передачи каждого из элементов может быть найдена в аналитич. форме, а матрица передачи системы является произведением матриц передачи отд. элементов.

В общем случае, когда колебания по x и z связаны друг с другом, общее решение линеаризованных ур-ний также может быть записано в матричной форме, но $M(s)$ превращается в квадратную матрицу четвёртого ранга. Устойчивость движения по-прежнему определяется корнями характеристич. ур-ния для M.

Эмиттанс пучка и аксептанс фокусирующей системы. Решения ур-ний поперечного движения определяют эволюцию пучка в фазовом пространстве. Согласно *Лиувилля теореме*, в консервативной системе фазовый объём, занимаемый пучком в фазовом пространстве координат-импульсов, является интегралом движения. Для несвязанных поперечных колебаний одномерный фазовый объём определяется ф-лой $V_\Phi = p\int dx\,dx'$, где интеграл вычисляется по области, занимаемой пучком. Параметр $\varepsilon = \int dx\,dx'$ (обычно делённый на π) в теории ускорителей принято называть эмиттансом пучка.

В силу инвариантности фазового объёма эмиттанс ε при ускорении пропорционален p^{-1}, что приводит к адиабатич. затуханию амплитуды бетатронных колебаний пропорционально $p^{-1/2}$. Поскольку каждый источник частиц характеризуется заданной величиной достижимой фазовой плотности, то для получения макс. интенсивности желательно пропускать через фокусирующую систему пучок с наиб. эмиттансом. Этот наиб. эмиттанс наз. аксептансом фокусирующей системы. Можно показать, что фокусирующая система пропускает макс. эмиттанс в случае «согласованного» пучка, у к-рого макс. размер $x_{макс}(s)$ всюду пропорционален $\sqrt{\beta(s)}$. Величина аксептанса фокусирующей системы ε равна мин. (по периоду системы) значению параметра $A^2(s)/\beta(s)$, где $A(s)$ — апертура канала.

Возмущения поля. Учёт отклонений поля от идеального приобретает особо важное значение в системах с большой длиной проходимого пути (в кольцевых ускорителях и коллайдерах) или в системах с очень малыми поперечными размерами и малым фазовым объёмом пучка (в линейных электрон-позитронных коллайдерах). Исследование неидеальностей поля приводит к появлению малых дополнит. членов в правой части ур-ний движения. Аналитич. решение этих ур-ний может быть найдено с помощью теории возмущений. При этом решение линеаризованных ур-ний движения в идеальном магн. поле используется в качестве первого приближения. Анализ показывает, что в кольцевых ускорителях неидеальности поля приводят к раскачке колебаний и возникновению поперечных резонансов. Общее условие резонанса имеет вид

$$k_x\nu_x + k_y\nu_y = n,$$

где k_x, k_y, n — целые числа. Параметр $m=|k_x|+|k_y|$ наз. порядком резонанса. Разрушающее действие на пучок, как правило, оказывают резонансы сравнительно низкого порядка ($m\leqslant 4$). Однако в нек-рых накопит. кольцах зарегистрированы динамич. эффекты, вызванные резонансами и более высоких порядков. Для предупреждения гибели частиц на резонансах необходимо правильно выбирать значения бетатронных частот ν_x, ν_y и соблюдать их постоянство в процессе ускорения. Кроме того, в состав фокусирующих систем часто включают секступольные линзы для коррекции хроматических эффектов (зависимости частот бетатронных колебаний от отклонения импульса). В кольцевых ускорителях часто устанавливают также спец. системы коррекции, позволяющие подавлять резонансные гармоники возмущений.

В линейных фокусирующих каналах действие возмущений поля не приводит к резонансным явлениям, но может вызывать значит. рост эмиттанса и потери частиц. Для подавления этих явлений в таких каналах также применяют линейные и нелинейные корректирующие элементы.

Коллективные эффекты. В ускорителях и накопителях, работающих при больших интенсивностях, значит. влияние на устойчивость поперечного движения оказывают коллективные эффекты, связанные с собств. эл.-магн. полем пучка.

В кольцевых ускорителях и накопителях силы, связанные с собств. полем пучка, приводят к «кулоновским сдвигам» бетатронных частот, пропорциональным интенсивности циркулирующего пучка. В однопучковых системах силы кулоновского расталкивания частично компенсируются силами эл.-динамич. стягивания, поэтому значения кулоновских сдвигов пропорциональны γ^{-2}, где γ — релятивистский фактор. Т. о., эффекты, связанные с кулоновским сдвигом, играют существенную роль или в адронных ускорителях с нерелятивистской энергией, или в коллайдерах, в к-рых такая компенсация отсутствует. Допустимые значения кулоновских сдвигов определяются расстоянием до опасных резонансов бетатронных колебаний. Они, как правило, невелики [для адронных ускорителей $\Delta\nu \sim 0{,}3$, для коллайдеров $\Delta\nu \sim (0{,}01—0{,}05)$]. Ввиду малости этих сдвигов ($\Delta\nu/\nu << 1$) их зависимость от интенсивности может быть вычислена с помощью теории возмущений.

Важным видом коллективных эффектов являются также когерентные неустойчивости, т. е. нарастающие во времени периодич. осцилляции ф-ции распределения частиц в фазовом пространстве или её моментов. Для подавления этих неустойчивостей применяются спец. меры, включающие оптимизацию окружающих структур (с целью уменьшения наведённых пучком полей), демпфирование колебаний с помощью систем обратной связи, увеличение разброса пучка по частотам для стабилизации неустойчивостей (т. н. затуханием Ландау) и т. д.

В совр. линейных ускорителях и каналах транспортировки собств. поперечные силы соизмеримы с внешними. В этом случае анализ устойчивости поперечного движения, строго говоря, требует решения самосогласованной системы *Власова уравнений*. Система ур-ний Власова может быть исследована или с помощью численных методов, или с помощью упрощённых моделей, наиб. распространённой из к-рых являются самосогласованные ур-ния для огибающей интенсивного пучка (уравнения Капчинского — Владимирского).

Коллективные методы фокусировки. Описанные выше приёмы, основанные на поисках самосогласованного решения системы ур-ний Власова, применяются и для анализа коллективных методов Ф. частиц. Наиб. интересной из таких устойчивых систем (хотя и не использованной до сих пор ни в одной из действующих ускорит. установок) является самостабилизированный пучок Беннетта — Будкера. Этот пучок включает релятивистские электроны, вращающиеся в однородном магн. поле, и неподвижные ионы. Ф. ионов обеспечивается совокупным электрич. полем электронов и ионов, а Ф. электронов — совокупным электрич. и магн. полем электронов и электрич. полем ионов. Условие устойчивости линейных колебаний в пучке Беннетта — Будкера имеет вид

$$n_e > n_i > n_e/\gamma_c^2,$$

где n_e — плотность электронов, n_i — плотность ионов.

Общий недостаток коллективных методов Ф.— зависимость частот поперечных колебаний от интенсивности ускоряемого пучка, а также трудность обеспечения устойчивости когерентных колебаний.

Лит.: Courant E. D., Snyder H. S., Theory of the alternating-gradient synchrotron, «Ann. Phys.», 1958, v. 3, p. 1; Коломенский А. А., Лебедев А. Н., Теория циклических ускорителей, М., 1962; Ливингуд Дж., Принципы работы циклических ускорителей, пер. с англ., 1963; Капчинский И. М., Динамика частиц в линейных резонансных ускорителях, М., 1966; Брук Г., Циклические ускорители заряженных частиц, пер. с франц., М., 1970; Саранцев В. П., Перельштейн Э. А., Коллективное ускорение ионов электронными кольцами, М., 1979; Лебедев А. Н., Шальнов А. В., Основы физики и техники ускорителей, 2 изд., М., 1991.

Л. Л. Гольдин, П. Р. Зенкевич.

ФО́КУСНОЕ РАССТОЯ́НИЕ оптической системы — расстояние от её гл. фокуса до ближайшей к нему гл. точки (см. *Кардинальные точки оптической системы*).

ФОН (от греч. phōnḗ — звук) — внесистемная единица измерения уровня громкости звука; равна уровню громкости звука, для к-рого уровень звукового давления равногромкого с ним звука чистого тона с частотой 1000 Гц равен 1 *децибелу* относительно давления $2 \cdot 10^{-5}$ Па.

ФО́НОВОЕ КОСМИ́ЧЕСКОЕ ИЗЛУЧЕ́НИЕ — эл.-магн. излучение Вселенной, не искажённое ближайшими источниками (атмосферой Земли, излучением Галактики и т. п.). Именно Ф. к. и. должны были бы воспринимать приборы с широким полем зрения, вынесенные в пространство между галактиками. К сожалению, такой эксперимент невозможен. Астрономы изучают Ф. к. и., используя наземные и внеатмосферные приборы. В связи с этим отделение фонового компонента от диффузного (рассеянного) излучения локальной и галактич. природы является трудной задачей.

Часто фоном наз. все помехи, затрудняющие выделение сигнала от дискретного объекта: собств. шумы прибора, отчёты рентг. счётчиков, вызванные наличием космич. лучей, диффузное излучение, попадающее в поле зрения прибора (в частности, это может быть и Ф. к. и. при наблюдении источников с малыми угл. размерами), и т. п. Следует подчеркнуть отличие Ф. к. и. от понятия фона в таком смысле.

Исследование Ф. к. и. представляет самостоят. интерес, т. к. оно несёт информацию об излучении, заполняющем всю Вселенную, т. е. информацию о Вселенной в целом. Кроме того, Ф. к. и. может содержать излучение большого числа неразличимых в отдельности дискретных источников и измерение Ф. к. и. даёт нек-рые оценки их свойств.

Исторически первой проблемой, связанной с Ф. к. и., была проблема яркости ночного неба в видимом диапазоне. В связи с ней был сформулирован простейший космологич. тест, вошедший в историю науки под назв. «парадокс Ольберса», или *фотометрический парадокс*: в бесконечной однородной стационарной Вселенной на любом луче зрения мы должны видеть поверхность звезды, т. е. всё небо должно иметь яркость, сравнимую с яркостью диска Солнца. Очевидно, что такая модель Вселенной находится в противоречии с нашим повседневным опытом — яркость ночного неба в видимом диапазоне весьма низка. Парадокс Ольберса разрешён в совр. эволюционных моделях Вселенной. Галактики родились ок. 10 млрд. лет назад, плотность числа звёзд во Вселенной столь мала, что на космологич. горизонте ($ct \sim 10^{28}$ см) доля неба, покрываемая звёздами, ничтожно мала. Кроме того, излучение звёзд на больших расстояниях из-за красного смещения сдвигается в ИК-диапазон и не даёт вклада в наблюдаемую яркость неба в видимом диапазоне.

Точное знание яркости ночного неба (а точнее, оптич. Ф. к. и., интенсивность к-рого, как минимум, ещё в сто раз меньше яркости ночного неба, гл. вклад в к-рую дают свечение атмосферы, зодиакальный свет и свет звёзд Галактики) накладывает жёсткие ограничения на конкретные модели эволюции галактик, на продолжительность яркой фазы их эволюции на стадии «молодой галактики» и т. д.

Астрономов интересуют не только значение яркости неба в том или ином диапазоне длин волн эл.-магн. спектра, но и угл. флуктуации интенсивности фонового излучения. В изотропно расширяющейся Вселенной фоновое излучение должно быть изотропным: его интенсивность не должна зависеть от направления. Изотропия истинного фона облегчает его отделение от локальных источников диффузного излучения. В то же время если осн. источником фона является излучение дискретных источников, то на очень малых угл. размерах, когда в поле зрения прибо-

ра попадает в ср. порядка одного источника, интенсивность фона должна сильно флуктуировать при переходе от одной площади наблюдения на небе к другой. По этим флуктуациям можно судить о пространств. распределении источников, а также об их распределении по потоку.

Анализ природы Ф. к. и. показывает, что в большинстве диапазонов спектра его интенсивность определяется многочисл. далёкими дискретными источниками излучения. В ряде диапазонов Ф. к. и. не связано с дискретными источниками. Его существование является либо свойством Вселенной как целого (т. н. реликтовое излучение), либо следствием присутствия в межгалактич. пространстве излучающего вещества (горячий *межгалактический газ, космические лучи*).

На рис. 1 и в табл. приводятся данные об измерениях и оценках интенсивности Ф. к. и.

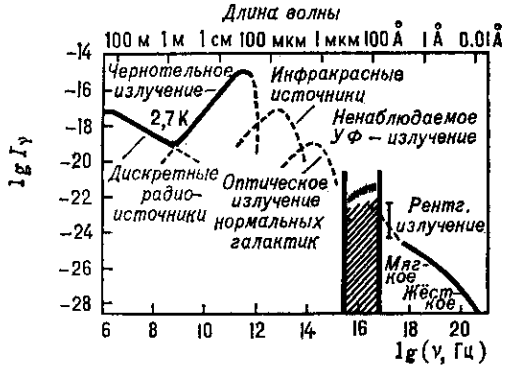


Рис. 1. Спектр электромагнитного фонового излучения Вселенной. Сплошная линия — результаты наблюдений, штриховая — теоретические оценки; I_ν в эрг $(см^2 \cdot с \cdot Гц \cdot ср)^{-1}$.

Плотность энергии и числа фотонов фонового излучения в различных диапазонах

Диапазон	Плотность энергии излучения, эВ/см^3	Плотность числа фотонов, см$^{-3}$
Длинноволновое радиоизлучение	10^{-7}	1
Реликтовое радиоизлучение	0,25	400
Инфракрасный	10^{-2}	1
Оптический	$3 \cdot 10^{-3}$	10^{-3}
Мягкий рентгеновский ($\varepsilon < 1$ кэВ)	10^{-4}—10^{-5}	$3 \cdot (10^{-7}$—$10^{-8})$
Жёсткий рентгеновский ($\varepsilon > 1$ кэВ)	10^{-4}	$3 \cdot 10^{-9}$
Мягкое γ-излучение ($\varepsilon \sim 1$—6 МэВ)	$3 \cdot 10^{-5}$	10^{-11}
Жёсткое γ-излучение ($\varepsilon > 10$ МэВ)	10^{-5}	10^{-12}

Лишь в оптическом и радиодиапазонах наблюдения Ф. к. и. можно производить с поверхности Земли. Исследования в УФ-, рентг. и γ-диапазонах спектра стали возможны только благодаря успехам внеатмосферной астрономии.

Выделение Ф. к. и. на фоне излучения Галактики оказалось сложной задачей. На рис. 2 показано соотношение между диффузным излучением Галактики и Ф. к. и.

Радиодиапазон. Длинноволновое радиоизлучение ($\nu < 600$ МГц; $\lambda > 50$ см). Радиотелескопы принимают как Ф. к. и., так и синхротронное излучение релятивистских электронов в межзвёздной среде Галактики, что затрудняет выделение Ф. к. и. Синхротронное излучение Галактики крайне неравномерно распределено по небу. Интерес представляет область на небе с мин. *яркостной температурой* T_b, равной 80 К на частоте 178 МГц. Ясно, что это верх. предел на яркостную темп-ру Ф. к. и. на этой частоте. Выделить внегалактич. компонент можно лишь в том случае, если спектр излучения Галактики отличается от спектра Ф. к. и. К сожалению, они достаточно близки. Тщательный анализ показывает, что яркостная темп-ра фона на частоте 178 МГц близка к 30 К, а спектральный

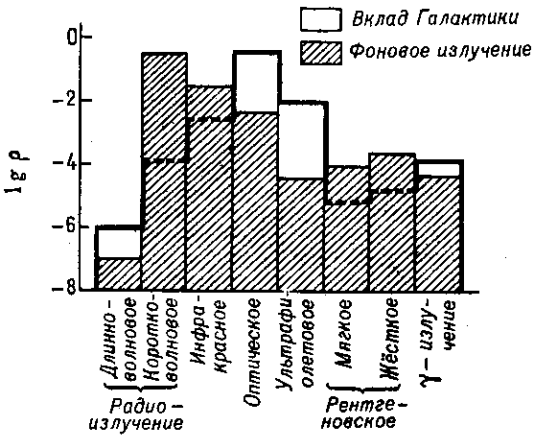


Рис. 2. Соотношение плотностей энергии фонового излучения Вселенной и диффузного излучения галактического происхождения; ρ в эВ/см^3.

индекс совпадает со ср. спектральным индексом излучения *радиогалактик* $\alpha = 0{,}75$. Это позволяет найти яркостную темп-ру и интенсивность Ф. к. и. на любой длине волны в метровом диапазоне $T_b \approx 30\ (\lambda/1{,}7\text{ м})^{2,75}$ К, $I_\nu = 3 \cdot 10^{-19} \cdot (\lambda/1{,}7\text{ м})^{0,75}$ эрг $(см^2 \cdot с \cdot Гц \cdot ср)^{-1}$. Совпадение спектральных индексов Ф. к. и. и радиогалактик привело к предположению, что длинноволновое Ф. к. и. представляет собой совокупное излучение далёких мощных дискретных источников радиоизлучения: радиогалактик и *квазаров*. Однако наблюдаемая в окрестности нашей Галактики пространств. плотность радиогалактик и их радиосветимость (см. *Светимость*) оказались недостаточными для объяснения интенсивности Ф. к. и. В решении этого вопроса удалось продвинуться лишь после тщательных подсчётов слабых (и, следовательно, далёких) радиоисточников. Зависимость числа источников от потока оказалась существенно более крутой, чем ожидалось. Это говорит о том, что раньше, когда Вселенная была существенно моложе, мощных радиоисточников было намного больше, чем сейчас (точнее, было больше радиоисточников на данное число галактик). Имела место космологич. эволюция радиоисточников. Далёкие мощные радиогалактики и квазары наблюдаются сегодня как слабые радиоисточники. Оказалось, что именно эти многочисл. источники определяют Ф. к. и. в области длинных радиоволн.

Микроволновое фоновое излучение ($6 \cdot 10^8$ Гц $< \nu < 10^{12}$ Гц; 300 мкм $< \lambda < 50$ см). Измерения в сантиметровой и миллиметровой областях длин волн, проводившиеся с 1965, привели к обнаружению изотропного излучения, имеющего спектр абсолютно чёрного тела и темп-ру ок. 2,7 К. Это открытие, по-видимому, наиб. важное в космологии со времени установления *Хаббла закона*, подтвердило предложенную в 1948 Г. Гамовым *горячей Вселенной теорию*. Микроволновое Ф. к. и. даёт гл. вклад в плотность энергии и концентрацию фотонов Ф. к. и. (подробнее см. *Микроволновое фоновое излучение*).

Инфракрасный диапазон (10^{12} Гц $< \nu < 3 \cdot 10^{14}$ Гц; 1 мкм $< \lambda < 300$ мкм). Для этого спектрального интервала определены лишь верх. пределы интенсивности Ф. к. и. Вообще, в ИК-диапазоне наблюдений очень мало, т. к. им сильно мешает поглощение и излучение молекул в верх. атмосфере (см. *Прозрачность земной атмосферы*). Наземные наблюдения в окнах прозрачности атмосферы возможны лишь при $\lambda < 25$ мкм. Наблюдение же космич. объектов в интервале 25 мкм $< \lambda < 200$ мкм осуществляется

с ракет, баллонов и высотных самолётов. Со спутника «ИРАС» (США, Великобритания, Нидерланды) обнаружено ок. $2{,}5 \cdot 10^5$ ИК-источников. Готовится к запуску ряд др. ИК-обсерваторий на ИСЗ. Развитие техники наблюдений привело к обнаружению ИК-избытка в спектрах мн. дискретных источников. Значит. число галактич. объектов, включая нек-рые типы звёзд, а также ряд планетарных и «инфракрасных» туманностей, оказались аномально яркими в ближнем ($\lambda < 25$ мкм) ИК-диапазоне. В большинстве своём это холодные звёзды (конденсирующиеся *протозвёзды* и звёзды-гиганты) с темп-рой < 2000 К или пылевые комплексы, переизлучающие УФ- и оптич. излучение расположенных в них горячих звёзд. Но светимость всех этих объектов не слишком велика, и суммарное излучение источников такого типа в др. галактиках не может определять гл. вклад в Ф. к. и. Наблюдения внегалактич. источников привели к неожиданным результатам: ядра мн. активных галактик (см. *Ядра галактик*) и квазары излучают в ИК-диапазоне больше энергии, чем во всех других. Расчёты показали, что излучение именно этих объектов должно определять яркость неба в ИК-лучах. Ряд совр. моделей образования галактик предсказывает яркую фазу на стадии активного звездообразования в «молодой галактике». Если эта фаза была на достаточно ранней стадии эволюции Вселенной (при *красных смещениях* $z \approx 5$—10), то излучение этих объектов также должно давать вклад в Ф. к. и. в ИК-лучах.

Чувствительность совр. приборов недостаточна для непосредств. наблюдения инфракрасного Ф. к. и. На рис. 1, 2 и в таблице приведены результаты теоретич. оценок суммарного излучения квазаров и ядер галактик, основанные на данных наблюдений ИК-излучения индивидуальных источников и данных об их плотности во Вселенной.

Видимый диапазон ($3 \cdot 10^{14}$ Гц $< \nu < 10^{15}$ Гц; 3000 Å $< \lambda <$ $<$ 1 мкм). Для выделения видимого Ф. к. и. из наблюдаемого диффузного излучения необходимо вычесть излучение относительно близких источников: эмиссию атмосферы, *зодиакальный свет* (свет Солнца, рассеянный на межпланетной пыли), интегральный свет звёзд Галактики. Эмиссия атмосферы становится несущественной при наблюдениях за пределами земной атмосферы. При наземных наблюдениях для её исключения вводят поправку, основанную на исследованиях пропускания атмосферы под разными углами к зениту. Вклад зодиакального света можно в принципе учесть, запуская космич. аппараты перпендикулярно плоскости эклиптики на расстояние ~ 1 а. е., т. е. в область, где практически нет межпланетной пыли. Другой, более доступный ныне путь состоит в использовании моделей свечения зодиакальной пыли, а также в наблюдениях видимого Ф. к. и. во фраунгоферовых линиях, где слабо излучение Солнца и поэтому ослаблен зодиакальный свет. Проводятся интенсивные исследования свойств зодиакального света с ракет и спутников с целью выделения видимого Ф. к. и. Третий фактор можно оценить по ф-ции светимости и пространств. распределению звёзд в Галактике. Этот фактор вносит гл. неопределённость при исследовании внегалактич. компонента оптич. свечения неба.

При наблюдениях с Земли не было найдено никаких следов изотропного видимого компонента Ф. к. и. Верх. предел оказался примерно в 100 раз меньше, чем полная наблюдаемая яркость неба в видимом диапазоне. Зная спектр излучения отд. галактик, их плотность в пространстве и расстояния до галактик, можно рассчитать их интегральное излучение. При этом оказывается, что гл. вклад в видимое Ф. к. и. дают норм. галактики (точнее, излучение входящих в них звёзд).

Следует также учесть, что если межгалактич. пространство заполнено звёздами, скоплениями звёзд или карликовыми галактиками, то их практически невозможно обнаружить при совр. уровне техники наблюдений. В связи с этим вклад этих «светящихся» объектов в ср. плотность вещества во Вселенной неизвестен. Здесь оказываются полезными оценки верх. предела интенсивности Ф. к. и. в видимом диапазоне. Если у этих невидимых объектов отношение масса — светимость такое же, как и для галактик в среднем, то, используя эксперим. данные, можно показать, что масса светящихся тел во Вселенной мала для того, чтобы Вселенная была замкнутой (см. *Космология*).

Ультрафиолетовый диапазон. Эту область спектра условно можно разделить на две части: первая доступна для наблюдений со спутников и ракет, вторая — принципиально недоступна для прямых наблюдений из Солнечной системы.

Диапазон, доступный для наблюдений (10^{15} Гц $< \nu < 3{,}3 \cdot 10^{15}$ Гц; 912 Å $< \lambda <$ 3000 Å). Яркость неба в УФ-области спектра определяется излучением горячих звёзд нашей Галактики. Очевидно, что чем выше темп-ра T поверхности звезды, тем больше испускает она фотонов в УФ-диапазоне. Число же звёзд, имеющих данную темпру, быстро падает с ростом T. Поэтому и суммарное излучение звёзд Галактики быстро падает с уменьшением длины волны. Так, согласно измерениям на космич. станциях «Венера», интегральная светимость нашей Галактики (без учёта неизвестного вклада её ядра) в полосе 1225—1340 Å оценивается в 10^{40}—10^{41} эрг/с, что составляет лишь 10^{-3}—10^{-4} её светимости в видимом диапазоне. Поэтому ожидалось, что выделить внегалактич. компонент в УФ-диапазоне будет легче, чем в видимом, и что он будет нести информацию в осн. о незвёздных источниках — ядрах галактик, квазарах, межгалактич. газе. Правда, в доступный для наблюдений УФ-диапазон попадает также мощное излучение, обусловленное переизлучением межпланетным водородом линии L_α солнечного происхождения. Однако это излучение можно исключить фильтрами. Несмотря на все попытки, выделить метагалактич. УФ-излучение пока не удалось. Экспериментально установлены лишь верх. пределы его интенсивности (по минимуму наблюдаемой яркости неба и с точностью до вклада космич. лучей в отсчёты приборов).

По аналогии с нашей Галактикой естественно было бы предположить, что все норм. галактики мало излучают в УФ-лучах и что интенсивность этого компонента Ф. к. и. мала. Однако неожиданно большой поток УФ-излучения был обнаружен из области ядра галактики М31 (Туманность Андромеды) и от ряда др. галактик. Важными источниками Ф. к. и. в УФ-диапазоне спектра, согласно наблюдениям со специализир. спутников, должны являться квазары.

Изучение ультрафиолетового Ф. к. и. важно для определения кол-ва и свойств горячего межгалактич. газа, к-рый, возможно, определяет плотность вещества во Вселенной. В частности, в полосу 1225 Å $< \lambda <$ 1340 Å, выделенную существующими фильтрами, попадает сдвинутая красным космологич. смещением линия излучения L_α самого распространённого во Вселенной элемента — водорода, если он находится на расстоянии, не превышающем 600 Мпк (при Хаббла постоянной $H = 50$ км $\cdot$ с$^{-1} \cdot$ Мпк$^{-1}$). Отсутствие в спектрах далёких квазаров ($z \approx 2$) полосы поглощения, соответствующей L_α, говорит о ничтожной плотности нейтрального межгалактич. водорода, т. е. о высокой степени ионизации межгалактич. газа $n_H/n_p \lesssim 3 \cdot 10^{-8}$, где n_H и n_p — число атомов водорода и протонов в 1 см^3 межгалактич. пространства.

Диапазон, недоступный для прямых наблюдений ($3{,}3 \cdot 10^{15}$ Гц $< \nu < 3 \cdot 10^{16}$ Гц; 100 Å $< \lambda <$ 912 Å). Эта область спектра принципиально недоступна для прямых наблюдений из пределов Солнечной системы из-за поглощения фотонов УФ-излучения нейтральным межзвёздным водородом. Существует лишь косвенный метод оценки интенсивности ионизующего Ф. к. и. Фоновое УФ-излучение должно создавать зоны ионизации водорода вокруг галактик, подобные *зонам HII*, существующим вокруг горячих звёзд. Очевидно, если бы уровень фона был очень высок, то фотоны УФ-диапазона могли бы ионизовать весь межзвёздный газ. В действительности радионаблюдения в *радиолинии водорода 21 см* привели к обнаружению нейтрального газа далеко за оптич. границами галактик. Плотность водорода там крайне мала, и тот факт, что он не ионизован, говорит о малой интенсивности ультрафиолетового Ф. к. и., его верх. предел в 100 раз ниже, чем

в соседнем наблюдаемом диапазоне. Водород на периферии галактик оказался в 100 раз более чувствительным детектором, чем счётчики на спутниках и ракетах. Полученный предел не так уж низок: он соответствует 10 000 ионизующих фотонов, падающих на 1 см^2 поверхности галактик в 1 с.

Рентгеновский диапазон ($3\cdot10^{16}$ Гц$<\nu<10^{20}$ Гц; 0,01 Å$<\lambda<$100 Å; 100 эВ$<\varepsilon<$0,5 МэВ). Наблюдения с ракет, спутников и баллонов показали, что излучение в класич. рентг. области ($\lambda\sim1$—10 Å) в высокой степени изотропно, т. е. имеет внегалактич. природу. Лишь в области мягких рентг. лучей (для фотонов с энергией $\varepsilon<250$ эВ) обнаруживается сильная зависимость интенсивности диффузного излучения от галактич. координат. Спектр рентг. Ф. к. и. оказался степенным. Исследования практически всего неба при помощи приборов на спутниках позволили оценить амплитуду (<3%) мелкомасштабных угл. флуктуаций рентг. Ф. к. и. Эти наблюдения важны для космологии: в принципе, наблюдения дипольной анизотропии рентг. фона позволят уточнить скорость движения Солнечной системы относительно системы координат, в к-рой изотропно фоновое излучение, создаваемое далёкими источниками. Наблюдения изотропии рентг. фона могут дать ценную информацию об однородности и изотропии Вселенной.

Главные источники рентг. Ф. к. и. до сих пор неизвестны. По-видимому, это ядра галактик, горячий межгалактич. газ в *скоплениях галактик* и квазары (обычные галактики дают не более 1% наблюдаемого рентг. фона). При глубоких обзорах ряда площадок неба с Эйнштейновской рентг. обсерватории (со спутника ХЕАО-Б, США, 1978) на каждом квадратном градусе было обнаружено до десяти рентг. источников. Их детальный анализ в оптич. диапазоне показал, что 20—30% из них — это квазары, 20—30% — далёкие галактики, 20—30% — звёзды нашей Галактики. Однако излучение этих объектов может обеспечить не более 50% интенсивности Ф. к. и. в рентг. диапазоне. Часть слабых рентг. источников не удаётся отождествить ни с оптическими, ни с радиообъектами. Планируются запуски рентг. спутников, к-рые должны будут снять карту всего неба в диапазоне от 0,5 до 1,5 кэВ и нанести на неё неск. сотен тыс. рентг. источников.

Происхождение рентг. Ф. к. и. может быть связано с рассеянием низкочастотных фотонов на релятивистских электронах космич. лучей (обратный *Комптона эффект*). При таком рассеянии энергия фотонов увеличивается во много раз и они попадают в рентг. диапазон. В ядрах галактик, по-видимому, эффективно многократное комптоновское рассеяние на тепловых электронах, приводящее к формированию жёсткого рентг. излучения в горячей нерелятивистской максвелловской плазме. Другим важнейшим механизмом излучения рентг. фотонов является тормозное излучение горячего газа.

Гамма-диапазон ($\nu>10^{20}$ Гц; $\varepsilon>0{,}5$ МэВ). Как и рентг. излучение, γ-излучение может возникать при обратном эффекте Комптона и как тормозное излучение релятивистских электронов при их взаимодействии с газом. Помимо этого, γ-фотоны могут рождаться и в других процессах. К ним относятся прежде всего столкновения протонов космич. лучей с ядрами атомов межзвёздной среды, приводящие к рождению π^0-мезонов; аннигиляция протонов и антипротонов, сопровождающаяся рождением и последующим распадом π^0-мезонов на два γ-фотона; кроме того, возбуждение нетепловыми частицами и последующее излучение ядер, аннигиляция электронов и позитронов. Т. к. сечения и вероятности всех этих процессов достаточно хорошо известны, теоретики заранее рассчитали ожидаемые потоки от дискретных источников γ-излучения, поток γ-излучения от плоскости нашей Галактики и оценили интенсивность фона γ-излучения.

Вселенная прозрачна для жёсткого γ-излучения вплоть до значений красного смещения $z\sim100$. Поэтому по наблюдаемой интенсивности Ф. к. и. можно сделать важный вывод о кол-ве антивещества во Вселенной: маловероятно, чтобы антивещества во Вселенной было бы столько же, сколько вещества (см. *Барионная асимметрия Вселенной*). Действительно, за время, соответствующее изменению z от 0 до 100 (за это время реликтовое излучение охлаждается примерно в 100 раз — от 300 К до 2,7 К), проаннигилировало не более одной миллионной доли вещества Вселенной. Иначе интенсивность фонового γ-излучения намного превысила бы наблюдаемую. Можно ожидать, что высокая проникающая способность γ-излучения сделает γ-астрономию мощным орудием исследования эволюции Вселенной.

Лит.: Лонгейр М. С., Сюняев Р. А., Электромагнитное излучение во Вселенной, «УФН», 1971, т. 105, с. 41. *Р. А. Сюняев.*

ФОНО́Н — квант колебаний атомов кристаллич. решётки. Термин введён И. Е. Таммом по аналогии с квантом эл.-магн. поля — *фотоном*. Рассмотрение колебаний кристаллич. решётки основано на *адиабатическом приближении*, в рамках к-рого совокупности её структурных элементов (атомов, молекул, ионов) можно приписать потенц. энергию, зависящую от координат ядер. Эта энергия разлагается в ряд по степеням малых смещений ядер из их положения равновесия. Обычно в кристаллах смещения атомов малы вплоть до темп-ры плавления. Поэтому можно ограничиться гармонич. приближением, т. е. в разложении энергии оставить только квадратичные по смещениям слагаемые.

В гармонич. приближении динамич. состояние кристалла описывается совокупностью *нормальных колебаний* (волн). Каждое нормальное колебание определяется значением волнового вектора $\boldsymbol{k}$, частота волны ω является ф-цией $\boldsymbol{k}$. В кристалле, *элементарная ячейка* к-рого содержит r атомов, существует $3r$ типов разл. нормальных колебаний, отличающихся друг от друга не только зависимостью $\omega(\boldsymbol{k})$, но и поляризацией колебаний (см. *Колебания кристаллической решётки*). В гармонич. приближении колебат. энергия кристалла — сумма энергий нормальных колебаний.

Каждому нормальному колебанию можно поставить во взаимно однозначное соответствие *осциллятор* с частотой ω_i. Тогда колебат. часть энергии кристалла равна сумме энергий осцилляторов:

$$\mathscr{E}_{\text{кол}}=\sum\mathscr{E}_{\text{осц}}. \qquad (1)$$

Согласно квантовой механике, энергия осциллятора квантуется:

$$\mathscr{E}_{\text{осц}}=\hbar\omega\left(n+\frac{1}{2}\right)=\mathscr{E}_0+n\hbar\omega, \qquad (2)$$

где $n=0, 1, 2, \ldots$ — целые числа, а $\mathscr{E}_0$ — энергия *нулевых колебаний*. Согласно ф-ле Планка (см. *Планка закон излучения*), ср. энергия осциллятора при темп-ре T равна

$$\langle\mathscr{E}_{\text{осц}}\rangle=\langle\mathscr{E}_{\text{осц}}\rangle+\langle n\rangle\hbar\omega, \qquad (3)$$

где

$$\langle n\rangle=\left(e^{\hbar\omega/kT}-1\right)^{-1}. \qquad (4)$$

Приведённые ф-лы позволяют ввести квазичастицы — Ф., считая, что n — число Ф. i-го сорта с квазиволновым вектором $\boldsymbol{k}$. Квазиимпульс $\boldsymbol{p}$ и энергия $\mathscr{E}$ Ф. равны $\boldsymbol{p}=\hbar\boldsymbol{k}$, $\mathscr{E}=\hbar\omega$, где $\boldsymbol{k}$ и ω — волновой вектор и частота соответствующей волны нормальных колебаний решётки. Скорость Ф. равна групповой скорости волны колебаний

$$\boldsymbol{v}(\boldsymbol{k})=\frac{\partial\mathscr{E}(\boldsymbol{p})}{\partial\boldsymbol{p}}\equiv\frac{\partial\omega(\boldsymbol{k})}{\partial\boldsymbol{k}}. \qquad (5)$$

Зависимость $\mathscr{E}(\boldsymbol{p})$ наз. законом дисперсии Ф. Ср. число Ф. сорта i

$$\langle n_i\rangle=\left[\exp\left(\mathscr{E}_i(\boldsymbol{p})/kT\right)-1\right]^{-1} \qquad (6)$$

можно трактовать как равновесную ф-цию распределения Ф. i-го сорта в импульсном $\boldsymbol{p}$-пространстве. Она совпадает с ф-цией распределения Бозе — Эйнштейна с *химическим*

потенциалом $\mu=0$. Последнее означает, что Ф. являются *бозонами*. Равенство $\mu=0$ — следствие того, что число Ф. не сохраняется, а в равновесии зависит от темп-ры.

Среди $3r$ типов Ф. есть 3 типа акустич. Ф., энергия к-рых при $p\to 0$ линейно зависит от p:

$$\mathscr{E}(p)=c(\varkappa)p;\ \varkappa=p/p. \qquad (7)$$

Здесь c — скорость звука, зависящая от направления. Если $r>1$, то $3r-3$ типов Ф. соответствуют оптич. колебаниям кристалла. Макс. энергия Ф. порядка $k\Theta_д$, где $\Theta_д$ — *Дебая температура*.

Газ фононов. Колебат. часть энергии кристалла (отсчитанная от энергии нулевых колебаний) в гармонич. приближении равна сумме энергий Ф.:

$$\mathscr{E}_{кол}=\sum_{i=1}^{3r}\sum_{p} n_i\mathscr{E}_i(p) \qquad (9)$$

(суммирование по p сводится к интегрированию по ячейке *импульсного пространства*, см. ниже). Соотношение (8) означает, что колебат. состояние кристалла в гармонич. приближении может быть представлено в виде идеального газа Ф.

Согласно ф-ле (6), при $T=0$ К Ф. в кристалле отсутствуют. При $T\ll\Theta_д$ их число $N_Ф$ пропорц. T^3, а при $T\gg\Theta_д$ линейно растёт с темп-рой:

$$N_Ф\sim\begin{cases}N(T/\Theta_д)^3, & T\ll\Theta_д\\ N(T/\Theta_д), & T\gg\Theta_д.\end{cases} \qquad (10)$$

Здесь N — число ячеек кристалла. Из соотношений (10) видно, что даже при сверхнизких темп-рах ($T\sim 1$ К) число Ф. в 1 см^3 огромно (при $\Theta_д\approx 100$ К $N_Ф\sim 10^{17}$ см$^{-3}$; при $\Theta_д\sim 1$ К $N_Ф\sim 10^{23}$ см$^{-3}$). При $T\gg\Theta_д$ число Ф. превышает число ячеек кристалла N. При $T\ll\Theta_д$ практически все Ф. являются акустическими, число оптич. Ф. экспоненциально мало. Неидеальность газа Ф. тем меньше, чем ниже темп-ра.

При $T\geqslant 300$ К в газе Ф. содержится большая часть тепловой энергии кристалла. Гармонич. представление достаточно для объяснения *Дюлонга и Пти закона*, к-рый является следствием линейного роста числа Ф. с повышением темп-ры. В твёрдых телах, где Ф. — единств. квазичастицы, существующие при $T\ll\Theta_д$, резкое уменьшение их числа с падением темп-ры приводит к падению *теплоёмкости*.

Взаимодействия фононов. Ангармонизм колебаний означает существование взаимодействия между Ф., в процессе к-рого Ф. могут возникать, аннигилировать и рассеиваться друг на друге с изменением частоты и поляризации. При этом суммарные энергия и квазиимпульс сохраняются (последний с точностью до вектора *обратной решётки*).

Взаимодействие между Ф. позволяет объяснить тепловое расширение твёрдых тел, различие в величинах и в температурном изменении уд. теплоёмкостей при пост. давлении (c_P) и пост. объёме (c_V), зависимость упругих постоянных (см. *Модули упругости*) от темп-ры и давления.

Взаимодействие Ф. — осн. механизм, посредством к-рого распределение Ф. может быть приведено в состояние термодинамич. равновесия. Взаимодействие Ф. играет важную роль в определении времени жизни Ф. т. Оно существенно зависит от темп-ры, резко уменьшаясь с повышением T, что приводит к возрастанию неидеальности газа Ф.

Ф. взаимодействуют не только друг с другом, но и с др. квазичастицами: с *электронами проводимости* в металлах и полупроводниках, с *магнонами* в магнитно-упорядоченных средах (см. *Спиновые волны*). Испускание и поглощение Ф. электронами — осн. механизм электрич. сопротивления металлов и полупроводников (см. *Рассеяние носителей заряда*, *Электрон-фононное взаимодействие*). Обмен электронов Ф. приводит к притяжению электронов друг к другу и, в свою очередь, к образованию куперовских пар (см. *Купера эффект*) — осн. носителей незатухающего сверхпроводящего тока (см. *Сверхпроводимость*).

Взаимодействие магнонов с Ф. (их рассеяние и взаимопревращение) — одна из причин *релаксации магнитной*. Оно определяет ширины магн. резонансов (см. *Антиферромагнитный резонанс*, *Ферромагнитный резонанс*); резонансное взаимодействие между фононом и магноном — причина т. н. ферроакустического резонанса.

В релаксац. процессах в твёрдых телах Ф. обычно служат «стоком» для энергии и квазиимпульса, запасённых ансамблями др. квазичастиц (в частности, электронами). Ф. играют роль внутр. термостата. Как правило, именно с помощью Ф. осуществляется связь всех квазичастиц твёрдого тела с окружающей средой. Сравнительно слабая связь Ф. с др. квазичастицами (с электронами, магнонами) может привести к отрыву темп-ры последних (напр., электронной темп-ры) от темп-ры кристаллич. решётки, т. е. газа Ф. (см., напр., *Горячие электроны*).

Ф. упруго рассеиваются на *дефектах* кристаллич. решётки (*вакансиях*, междоузлиях, *дислокациях*, границах кристаллов, границах образца).

Плотность состояний фононов. Для описания термодинамич. свойств кристалла в гармонич. приближении достаточно знать число состояний Ф. в интервале энергий $\mathscr{E}$, $\mathscr{E}+d\mathscr{E}$, т. е. плотность состояний:

$$\nu(\mathscr{E})=\frac{V}{(2\pi\hbar)^3}\sum_{i=1}^{3r}\oint\frac{dS_i}{v_i(p)}. \qquad (11)$$

Здесь V — объём кристалла, $v=d\mathscr{E}/dp$ — скорость Ф.; интегрирование ведётся по изоэнергетич. поверхности $\mathscr{E}(p)=\text{const}$, dS — элемент этой поверхности. Благодаря обращению в нек-рых точках импульсного пространства скорости v в ноль плотность состояний имеет особенности при нек-рых изолированных (критич.) значениях энергии $\mathscr{E}$, в к-рых ф-ция $\nu(\mathscr{E})$ непрерывна, а её производные испытывают скачок (см. *Ван Хова особенности*).

Непосредств. расчёт фононного спектра — сложная задача, требующая подробного знания сил, действующих между атомами (см. *Межатомное взаимодействие*). Определение $\nu(\mathscr{E})$ вносит дополнит. трудности. Поэтому обычно плотность состояний моделируют простыми ф-циями, соответствующими простейшим моделям колебаний кристаллич. решётки — Дебая (см. *Дебая теория*) и Эйнштейна.

Экспериментальные методы определения закона дисперсии Ф. $\mathscr{E}(p)$ основаны на взаимодействии Ф. с нейтральными частицами (фотонами и нейтронами). Поглощение ИК-фотонов кристаллами, как правило, означает резонансное превращение фотона в оптич. Ф. Т. к. импульс фотона очень мал, то по поглощению ИК-фотонов можно определить энергию оптич. Ф. с импульсом, близким к нолю. Неупругое рассеяние световых фотонов (см. *Мандельштама — Бриллюэна рассеяние*), как и *неупругое рассеяние нейтронов* в кристаллах, связано с рождением и поглощением Ф.

Определению законов дисперсии акустич. Ф. способствует явление фокусировки фононов (см. также *Баллистические фононы*).

Заключение. Концепция Ф. (как и др. квазичастиц) помогает описать мн. свойства твёрдых тел, используя представления кинетич. теории газов. Так, решёточная *теплопроводность* кристаллов для неметаллов — это теплопроводность газа Ф., длина свободного пробега к-рых ограничена фонон-фононным взаимодействием, а также дефектами кристаллич. решётки при низких темп-рах (границами образца). *Поглощение звука* в кристаллич. диэлектриках — результат взаимодействия звуковой волны с тепловыми Ф. В аморфных (в т. ч. стеклообразных) телах Ф. удаётся ввести только для длинноволновых акустич. колебаний, мало чувствительных к взаимному расположению атомов и допускающих континуальное описание твёрдого тела (см. *Упругости теория*).

Ф. наз. также квазичастицы, соответствующие элементарным возбуждениям в сверхтекучем гелии, описывающие колебат. движение квантовой жидкости (см. *Сверхтекучесть*). Ф. в Не характеризуются импульсом (а не квазиимпульсом), т. к. они описывают возбуждённое состояние однородной изотропной среды (см. также *Ротон*).

Лит.: Займан Дж. М., Электроны и фононы, пер. с англ., М., 1962; Косевич А. М., Основы механики кристаллической решетки, М., 1972; Рейсленд Дж., Физика фононов, пер. с англ., М., 1975; Маделунг О., Теория твердого тела, пер. с нем., М., 1980; Бетгер Х., Принципы динамической теории решетки, пер. с англ., М., 1986.

М. И. Каганов.

ФОНО́Н-ФОНО́ННОЕ ВЗАИМОДЕ́ЙСТВИЕ — см. в статьях *Динамика кристаллической решётки, Фонон.*

ФОНТАНИ́РОВАНИЯ ЭФФЕ́КТ — см. *Термомеханический эффект.*

ФО́РБУША ЭФФЕ́КТ — понижение интенсивности галактич. *космических лучей* в Солнечной системе, обусловленное выбросом вещества из Солнца (связанным со *вспышкой на Солнце*, эруптивным *протуберанцем* или исчезающим волокном). Макс. понижение интенсивности относительно ср. уровня достигает 30% у поверхности Земли и 50% в межпланетном пространстве. Характерная длительность явления вблизи Земли — неск. суток. Эффект впервые замечен С. Форбушем (S. Forbush) в 1937. В результате выброса из Солнца увеличивается плотность плазмы *солнечного ветра* и, следовательно, напряжённость вмороженного в плазму магн. поля, что и приводит к дополнит. рассеянию (экранированию) галактич. космич. лучей.

ФОРМФА́КТОР в теории элементарных частиц — ф-ция, описывающая влияние протяжённости частицы на её взаимодействие с др. частицами и полями. Термин «Ф.» заимствован из теории рассеяния рентг. лучей (см. *Атомный фактор*), а его применение основано на наглядном представлении о том, что, напр., протон проводит часть времени в виртуальном состоянии «нейтрон + π^+-мезон». Поэтому его заряд оказывается «размазанным» с нек-рой плотностью $e\rho(r)$. Тогда, напр., амплитуда рассеяния электрона на таком размазанном протоне отличается от амплитуды рассеяния на точечном протоне множителем, называемым Ф. протона:

$$F(q)=\int \rho(r)\exp(iqr)\,dV,$$

где q — передаваемый при рассеянии импульс.

В последоват. релятивистской локальной теории реальное размазывание невозможно, а строгий смысл термина Ф. в ней определяется следующим образом. Плотность энергии взаимодействия эл.-магн. поля, описываемого 4-потенциалом $A_\mu(x)$, со свободным фермионом, волновая ф-ция к-рого $\Psi(x)$, имеет вид

$$H(x)=ie\bar{\Psi}(x)\gamma^\mu\Psi(x)A_\mu(x)\equiv j^\mu_0 A_\mu(x),$$

где γ^μ — *Дирака матрицы*, черта означает дираковское сопряжение, а j^μ_0 наз. *электромагнитным током* свободных фермионов. Но само взаимодействие меняет оператор тока j^μ_0. Матричный элемент эл.-магн. тока взаимодействующего протона, взятый между состояниями реального протона с 4-импульсами p и p', с учётом релятивистской инвариантности, *Дирака уравнения* и сохранения заряда, в общем случае можно записать в виде

$$\langle p'|j^\mu(0)|p\rangle=(4p_0p'_0)^{-1/2}\bar{u}(p')\{\gamma^\mu F_1(q^2)+ +i\sigma^{\mu\nu}q_\nu F_2(q^2)\}u(p),$$

где $q=p-p'$, $\sigma^{\mu\nu}=(i/2)(\gamma^\mu\gamma^\nu-\gamma^\nu\gamma^\mu)$. Входящие сюда ф-ции $F_1(q^2)$ и $F_2(q^2)$ наз. электрич. и магн. Ф. протона; о них заранее можно утверждать лишь то, что в пределе $q\to0$, для длинных волн или малых передаваемых импульсов, $F_1(0)=e$, где e — наблюдаемый заряд, а $F_2(q^2)=\mu$, где μ — полный магн. момент протона. Для свободной частицы $F_1(q^2)\equiv e$, а $F_2(q^2)\equiv\mu_0$, где μ_0 — «нормальный» магн. момент дираковской частицы с зарядом e, $\mu_0=eh/2mc$. В системе координат, где $q_0=0$, выражения $\rho_{1,2}=(2\pi)^{-3}\int dq\exp(iqr)F_{1,2}(-q^2)$ можно считать пространств. распределениями соответственно заряда и магн. момента взаимодействующей частицы. Благодаря Ф. F_1 и F_2 взаимодействующий протон выглядит протяжённым; однако нельзя говорить о реальном физ. размазывании протона, поскольку взаимодействующий ток остаётся локальным оператором и условие *микропричинности* не нарушается. Аналогично эл.-магн. Ф. F_1 и F_2 можно ввести мезонные Ф. нуклона, описывающие соответствующий эффект при взаимодействии реального нуклона с мезонным полем, и др. Ф.

В *нелокальной квантовой теории поля* Ф. описывает реальное размазывание частицы. В этом случае плотность энергии взаимодействия фермиона с эл.-магн. полем записывается в виде

$$H(x)=ie\int d^4y\,d^4z\,F(x,y,z)\bar{\Psi}(y)\gamma^\mu\Psi(z)A_\mu(x)=j^\mu(x)A_\mu(x).$$

Релятивистски инвариантная ф-ция $F(x,y,z)=f[(x-y),(x-z)]$ наз. Ф. в x-представлении, а её фурье-образ

$$\tilde{f}(p,q)=\int d^4x\,d^4y f(x,y)\exp(-ipx-iqy)$$

наз. Ф. в p-представлении, или обрезающим множителем. Благодаря Ф. взаимодействие размазано по всей области, где $F(x,y,z)\neq0$. С одной стороны, это приводит к нарушению микропричинности, с другой — подходящий выбор убывания $\tilde{f}(p,q)$ при больших значениях её аргументов позволяет устранить *ультрафиолетовые расходимости*, присущие локальной теории. Для точечного взаимодействия

$$F(x,y,z)=\delta^4(x-y)\delta^4(x-z),\quad \tilde{f}(p,q)\equiv1,$$

а ток $j^\mu(x)$ превращается в $j^\mu_0(x)$ — ток свободных частиц в локальной теории.

В. П. Павлов.

ФО́СФОР (лат. phosphorus, от греч. phosphóros, букв. — светоносный), P — хим. элемент V группы периодич. системы элементов, ат. номер 15, ат. масса 30,97376. В природе представлен одним ^{31}P. Конфигурация внеш. электронных оболочек $3s^2p^3$. Энергии последоват. ионизаций 10,486; 19,76; 30,16; 51,36 и 65,02 эВ. Сродство к электрону 0,8 эВ. Радиус атома P 134, ионов P^{3-}; P^{3+} и P^{5+} соответственно 186; 44 и 35 пм. Значение электроотрицательности 2,1.

Ф. — типичный неметалл. Известно неск. его аллотропных модификаций, наиб. важны белый (его иногда наз. жёлтым), красный и чёрный Ф. При условиях, близких к нормальным, стабилен чёрный Ф., однако в этих условиях довольно длит. время могут существовать белый и красный Ф. (вследствие низкой скорости фазовых переходов).

Белый Ф. состоит из молекул P_4. При темп-рах выше −76,9 °С устойчива α-модификация белого Ф. с параметром кубич. решётки $a=1{,}851$ нм, а при более низких темпрах и давлениях 12 ГПа и выше устойчива β-модификация с параметром кубич. решётки $a=0{,}2377$ нм. При нагревании без доступа воздуха до 250—300 °С белый Ф. превращается в полимерный красный Ф. (цвет варьирует от алого до кирпичного в зависимости от условий перехода). Можно получить и кристаллич. красный Ф., напр. его кристаллизацией из расплава в свинце (т. н. фосфор Гитторфа). При 200—220 °С и давлениях 1,2—1,7 ГПа белый Ф. переходит в чёрный, имеющий ромбич. решётку с параметрами $a=331$ пм, $b=438$ пм и $c=1050$ пм. Структура чёрного Ф. напоминает слоистую структуру графита. Белый и красный Ф. — диэлектрики, чёрный — полупроводник (при 25 °С ширина запрещённой зоны 0,33 эВ).

Белый Ф. (α-модификация) — серое или жёлтое воскообразное вещество, к-рое люминесцирует в процессе медленного окисления на воздухе (светится в темноте). Плотн. 1,828 кг/дм^3, $t_{пл}=44{,}14$ °С, $t_{кип}=257$ °С (по др. данным, 280,5 °С). Уд. теплоёмкость $c_p=23{,}8$ Дж/(моль·К), теплота плавления 0,66 кДж/моль. Уд. электрич. сопротивление белого Ф. 1540 МОм·м. Диамагнитен, магн. восприимчивость $\chi=-0{,}86\cdot10^{-9}$. Белый Ф. самовоспламеняется при 44 °С; при его горении образуется густой белый дым, а сам Ф. разбрызгивается. Поэтому его хранят под слоем воды (в воде он не растворяется, хорошо растворим в сероуглероде, слабо — в спирте, бензоле и др.).

Плотность красного Ф. 2,0—2,4 кг/дм^3. При обычных давлениях и нагревании не плавится, а сублимирует (в газовой фазе состоит из молекул P_4); при давлениях в неск. МПа и темп-рах 585—610 °С плавится. Красный Ф. нерастворим в воде и органич. растворителях. Плотность чёр-

ного Ф. 2,70 кг/дм^3, его уд. электрич. сопротивление 15 МОм·м.

Химически наиболее активен белый Ф., красный и особенно чёрный Ф. имеют низкую хим. активность. Ф. обычно проявляет степени окисления −3, +3 и +5 (наиб. устойчива). При окислении на воздухе образуется белый снегообразный оксид P_2O_5, являющийся хорошим влагопоглотителем. Со мн. металлами Ф. образует фосфиды. Входит в состав мн. биологически важных соединений (АТФ, аденозинтрифосфорной к-ты, фосфопротеинов и др.).

Ф. используют для легирования сталей. Фосфиды индия, галлия и др.— полупроводниковые материалы. Красный Ф. неядовит (применяется в производстве спичек и для др. целей), белый Ф.— высокотоксичен. Для удаления остатков белого Ф. используют водный раствор медного купороса $CuSO_4$. В качестве радиоакт. индикатора применяют β^--радиоактивный ^{32}P ($T_{1/2}=14{,}29$ сут). *С. С. Бердоносов.*

ФОСФОРЕСЦЕ́НЦИЯ — *люминесценция*, продолжающаяся длит. время после прекращения возбуждения (в отличие от *флуоресценции*). Ф. может длиться неск. часов и даже суток, а иногда неск. мкс.

Ф. *кристаллофосфоров* возникает при рекомбинации электронов и дырок, образовавшихся в процессе возбуждения кристаллофосфора. Затягивание послесвечения связано с захватом электронов (или дырок) разл. «ловушками» (см. рис. 3 в ст. *Люминесценция*), из к-рых они могут освободиться, лишь получив дополнит. энергию. Ф. сложных органич. молекул связана с пребыванием их в метастабильном состоянии.

Яркость Ф. органич. молекул обычно уменьшается со временем по экспоненциальному закону. Закон затухания яркости Ф. кристаллофосфоров сложен, в нек-рых случаях он приближённо описывается ф-лой Беккереля: $B=B_0/(1+at)^\alpha$ (где B_0 — нач. яркость; t — время, прошедшее после прекращения возбуждения; a и α — постоянные). Повышение темп-ры кристаллофосфоров, как правило, ускоряет затухание Ф. (см. *Тушение люминесценции*).

Лит. см. при ст. *Люминесценция.* *М. Д. Галанин.*

ФОСФОРОСКО́П — прибор для измерения времени затухания τ *фосфоресценции* ($\tau\sim10^{-1}-10^{-7}$ с). Для измерения $\tau>10^{-5}$ с развёртку затухания по времени можно производить механически. В однодисковых Ф. исследуемое вещество наносят на край вращающегося диска и возбуждают его определ. узкий участок. Измеряя интенсивность послесвечения на разных угл. расстояниях от места возбуждения, определяют закон затухания фосфоресценции. В двухдисковых Ф. люминесцирующее вещество помещают между насаженными на одну ось дисками с прорезями. Прорези одного диска смещены относительно прорезей другого на определ. угол, люминофор размещён против одного из отверстий первого диска, послесвечение наблюдается через прорези другого. Меняя угол между отверстиями дисков и скорость их вращения, можно измерять интенсивность послесвечения через разные промежутки времени после прекращения возбуждения.

Ныне для измерения τ чаще применяются фотоэлектрич. методы развёртки, сочетаемые с импульсным возбуждением. В таких Ф. в качестве приёмника послесвечения используют ФЭУ, ток с к-рого может подаваться на осциллограф. *М. Д. Галанин.*

ФОТ (от греч. phôs, род. падеж phōtós — свет) (ф) — устаревшая единица освещённости; равна освещённости поверхности в 1 см^2 при нормально падающем световом потоке в 1 *люмен*. 1 ф$=10^4$ *люксам*.

ФОТИ́НО — гипотетич. *истинно нейтральная частица* со спином 1/2, фермионный партнёр фотона по калибровочному *супермультиплету* в $N=1$ *суперсимметрии*. При нарушении суперсимметрии Ф. приобретает конечную массу.

Лит.: Высоцкий М. И., Суперсимметричные модели элементарных частиц — физика для ускорителей нового поколения?, «УФН», 1985, т. 146, с. 591.

ФОТОАКУСТИ́ЧЕСКАЯ СПЕКТРОСКОПИ́Я — метод получения спектров оптич. излучения в веществах, находящихся в разл. агрегатных состояниях. Основан на оптич. генерации звука (см. *Фотоакустические явления*).

ФОТОАКУСТИ́ЧЕСКИЕ ЯВЛЕ́НИЯ — возникновение звуковых волн в среде под действием оптич. излучения. Осн. механизмы Ф. я. связаны с фототермич. эффектом, электронно-деформац. эффектом, обратным пьезоэффектом, электрострикцией и др.

Под фототермическим эффектом понимается нагревание вещества поглощаемым светом или вообще эл.-магн. излучением любой частоты. Если интенсивность излучения модулирована, то в среде возникают *температурные волны*, распространяющиеся от места выделения теплоты. Нестационарное нагревание вызывает изменение плотности вещества, или термоупругие напряжения, что обусловливает возбуждение акустич. волн в среде, окружающей область поглощения света. Исторически именно такой вариант возбуждения звука при поглощении света в замкнутом объёме газа был открыт А. Беллом (A. Bell) в 1880 и назван фотоакустич. эффектом. Фотоакустич. эффект нашёл широкое применение в фотоакустической спектроскопии самых разнообразных веществ, в оптико-акустич. фотоприёмниках, основанных на использовании селективного поглощения излучения в газовой ячейке; он лежит в основе высокочувствит. методов газового анализа. Фототермич. эффект является универсальным способом бесконтактного возбуждения звука в любых средах, в т. ч. и удалённых от источника света.

Регистрация звуковых волн и фототермич. деформации образцов позволяет бесконтактным образом получать информацию о процессах превращения энергии света в тепло и о наличии неоднородностей в объёме непрозрачных объектов. Такая возможность связана с тем, что выделение теплоты происходит не непосредственно при поглощении света, а в результате релаксации вызванных светом возбуждений электронной подсистемы. Так, в *полупроводниках* при межзонном поглощении света возникают неравновесные электроны и дырки, а теплота выделяется с задержкой во времени в процессе их термализации и рекомбинации, к-рый сопровождается переносом носителей заряда в пространстве. Возникающая частотная и пространственная дисперсия тепловых источников передаётся посредством температурных волн звуковым волнам и может быть восстановлена путём анализа частотных зависимостей их амплитуды и фазы. Т. о. могут быть определены характеристики процессов рекомбинации и переноса носителей заряда.

При действии мощного лазерного излучения на вещество появляются дополнит. механизмы оптич. генерации звука. Они связаны с возможными фазовыми переходами, и в частности с изменением агрегатного состояния вещества. Так, при облучении поверхности конденсированной среды может развиться интенсивное испарение, к-рое вследствие реактивной отдачи приводит к образованию ударной волны, переходящей по мере её распространения в акустическую. Аналогичное явление возникает и при оптич. пробое в газах (см. *Оптические разряды*): под действием света возникает сильно поглощающая свет плазма, к-рая быстро разогревается до высоких темп-р, вследствие чего в окружающей среде возникает ударная волна, а затем и акустическая.

Электронно-деформационный эффект обусловлен тем, что в твёрдых телах электроны (как валентные, так и свободные) в значит. мере определяют силы взаимодействия между атомами. Если под действием света происходит разрыв ковалентных связей (валентный электрон переходит в свободное состояние), то изменяются силы связи между атомами и возникают механич. напряжения нетепловой природы. При нестационарном освещении эти напряжения и создают звуковые волны. Тензор напряжений σ_{ik} пропорционален концентрации созданных светом неравновесных носителей заряда, поэтому электронно-деформац. механизм Ф. я. оказывается существенным в полу-

проводниках с достаточно большим временем жизни носителей заряда. При межзонном поглощении света

$$\sigma_{ik} = D^c_{ik}\Delta n - D^v_{ik}\Delta p,$$

где D^c_{ik} и D^v_{ik} — константы *деформационного потенциала* для дна зоны проводимости и потолка валентной зоны, Δn и Δp — концентрации неравновесных электронов и дырок. В полупроводниках электронно-деформац. механизм Ф. я. становится преобладающим при высоких частотах модуляции света.

Механизм обратного пьезоэффекта существен в высокоомных *пьезополупроводниках* при межзонном поглощении модулированного света, когда нестационарные электрич. поля возникают вследствие пространственного разделения неравновесных электронов и дырок, напр. за счёт *Дембера эффекта* или встроенных полей *p—n-переходов* или *гетеропереходов*.

Электрострикция является преобладающим механизмом Ф. я. в прозрачных диэлектриках при достаточно высоких частотах. С электрострикционными Ф. я. связан такой важный для нелинейной оптики эффект, как вынужденное *Мандельштама—Бриллюэна рассеяние*, к-рое возникает при достаточно высокой интенсивности света и сопровождается генерацией интенсивной гиперзвуковой волны.

Возбуждение звука возможно также за счёт перемещения светового пучка без модуляции его интенсивности. В неоднородной среде акустич. волны образуются при любой скорости перемещения света. Если среда однородна, то звук излучается при перемещении светового пучка со сверхзвуковой скоростью (аналогично *Черенкова—Вавилова излучению*).

Ф. я. играют важную роль в механизмах воздействия мощного лазерного излучения на твёрдые тела (см. *Лазерная технология*).

Лит.: Ахманов С. А. [и др.], Воздействие мощного лазерного излучения на поверхность полупроводников и металлов: нелинейно-оптические эффекты и нелинейно-оптическая диагностика, «УФН», 1985, т. 147, в. 4, с. 675; Васильев А. Н., Сабликов В. А., Сандомирский В. Б., Фототермические и фотоакустические эффекты в полупроводниках и полупроводниковых структурах, «Изв. вузов. Физика», 1987, т. 30, № 6, с. 119; Photoacoustic and thermal wave phenomena in semiconductors, ed. A. Mandelis, N. Y.— [a. o.], 1987; Гусев В. Э., Карабутов А. А., Лазерная оптоакустика, М., 1991. *В. А. Сабликов.*

ФОТОГАЛЬВАНИ́ЧЕСКИЙ ЭФФЕ́КТ (фотовольтаический эффект) — возникновение электрич. тока при освещении образца — полупроводника или диэлектрика, включённого в замкнутую цепь (фототок), или возникновение эдс на освещаемом образце при разомкнутой внеш. цепи (фотоэдс). Различают два типа Ф. э.

Ф. э. первого типа возникает только при генерации светом подвижных носителей заряда одновременно обоих знаков (электронов и дырок) и обусловлен разделением этих носителей в пространстве (о Ф. э. второго типа см. ниже). Разделение вызывается либо неоднородностью образца (роль неоднородности может играть поверхность), либо неоднородностью освещения (освещение части образца или поглощение света у поверхности). Появление эдс при неоднородном освещении может также обусловливаться «нагревом» электронов светом. Этот механизм подобен «обычному» термоэлектрич. эффекту (см. *Термоэлектрические явления*) и может быть существен как при межзонном поглощении, так и при внутризонном.

К Ф. э., связанным с пространственным разделением носителей, относятся: 1) *Дембера эффект* — возникает при неоднородном освещении образца из-за различия коэф. диффузии электронов и дырок. Он может возникать и при однородном освещении вследствие различия скоростей поверхностной рекомбинации на противоположных гранях образца (см. *Поверхностные состояния*).

2) Вентильная (барьерная) эдс — образуется в результате разделения электронов и дырок электрич. полем приэлектродного *Шоттки барьера* на контакте металл—полупроводник, полем *p—n-перехода* или *гетероперехода*. На рис. 1 схематически показано разделение пар, возникающее при освещении *p—n*-перехода. Вклад в ток дают как носители, генерируемые непосредственно в области *p—n*-перехода, так и возбуждаемые в приэлект-

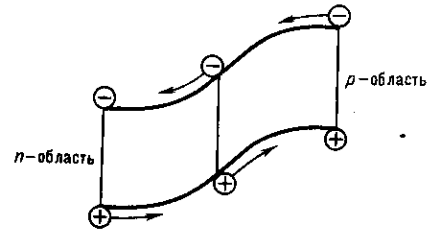


Рис. 1. Разделение возбуждаемых светом электронно-дырочных пар на *p—n*-переходе.

родных областях и достигающие области сильного поля путём диффузии. В результате разделения пар образуется направленный поток электронов в *n*-область и дырок в *p*-область. При разомкнутой цепи создаётся эдс в пропускном (прямом) направлении *p—n*-перехода, компенсирующая этот ток.

Фотоэлементы на *p—n*-переходах или гетеропереходах используются как высокочувствит. малоинерционные приёмники излучения, а также для прямого преобразования световой энергии в электрическую (см. *Солнечная батарея*). При регистрации излучения фотоэлемент непосредственно замыкается на внеш. нагрузку либо последовательно с нагрузкой включается внеш. источник, создающий на *p—n*-переходе значит. смещение в запорном направлении. Это даёт возможность существенно повысить чувствительность прибора.

При освещении изолир. поверхности полупроводника вследствие разделения пар полем приэлектродного барьера и изменения заряда на поверхностных ловушках происходит изменение потенциала поверхности. Потенциал освещённой поверхности наз. плавающим, а его изменение — поверхностной эдс. Последняя может быть измерена конденсаторным методом с использованием либо вибрирующего электрода (метод Кельвина), либо прерывистого освещения. Измеряемое при этом изменение *контактной разности потенциалов* между поверхностью полупроводника и металлич. электродом включает кроме поверхностной эдс (основной вклад) также и эдс Дембера, возникающую в приповерхностной области.

3) Объёмная фотоэдс — вызывается разделением пар носителей на неоднородностях в объёме образца, создаваемых изменением концентрации легирующей примеси, или изменением хим. состава сложных полупроводников. Причиной разделения пар является т. н. встроенное электрич. поле. Оно создаётся в результате изменения положения уровня Ферми $\mathscr{E}_F$, зависящего от концентрации примеси, а в образцах с перем. хим. составом также и в результате изменения ширины запрещённой зоны $\mathscr{E}_g$ (варизонные полупроводники).

Для появления объёмной эдс не требуется наличия в образце областей с разным типом проводимости. Обычно объёмная эдс наблюдается при освещении внутр. части образца, содержащей встроенное поле, при затемнённых контактах. Объёмная эдс может возникать также в результате отсутствия компенсации эдс Дембера на противоположных границах освещаемой области при различии свойств полупроводника у этих границ.

4) Фотопьезоэлектрический (фотомагнитоэлектрический) эффект — возникновение фототока или фотоэдс при деформации образца. Одним из его механизмов является возникновение объёмной эдс при неоднородной деформации, приводящей к изменению параметров полупроводника, прежде всего $\mathscr{E}_g$ по образцу. Другим механизмом Ф. э. является поперечная эдс Дембера, возникающая при одноосной деформации, вызывающей ани-

зотропию коэф. диффузии носителей заряда. Последний механизм наиб. эффективен при деформациях *многодолинных полупроводников*, приводящих к перераспределению носителей между долинами.

5) Высоковольтная (аномальная) эдс — возникает при неоднородном освещении и характеризуется тем, что электрич. поле направлено вдоль поверхности образца, её величина пропорц. длине освещённой области. В отличие от вентильной и объёмной эдс, величины к-рых не превышают ширины запрещённой зоны, высоковольтная эдс может превышать 10^3 В. Одним из её механизмов является поперечный эффект Дембера в условиях, когда диффузионный ток имеет компоненту вдоль поверхности; другой механизм — образование структуры $p-n-p-n-p$, выходящей на поверхность. Высоковольтная эдс возникает вследствие суммирования эдс на каждой паре несимметричных $p-n$- и $n-p$-переходов.

Ф. э. второго типа обусловлены асимметрией элементарных процессов фотовозбуждения носителей, их рассеяния и рекомбинации. Эти Ф. э. не требуют образования пар свободных носителей и наблюдаются как при межзонных переходах, так и при возбуждении носителей с примесей и при поглощении света свободными носителями. К этим Ф. э. относятся: а) эффект *увлечения электронов фотонами*, связанный с асимметрией в распределении фотоэлектронов по импульсу, вызываемому передачей им импульса фотонов. В двумерных структурах при оптич. переходах между минизонами фототок увлечения вызван преимуществ. переходами электронов с определ. направлением импульса и может существенно превышать соответствующий ток в объёмных кристаллах.

б) Линейный Ф. э. — не связан с передачей импульса фотона электронам и поэтому не меняется при изменении направления распространения света на обратное (при фиксированной линейной поляризации). Он обусловлен асимметрией распределения фотоэлектронов, к-рая создаётся двумя механизмами: баллистическим, связанным с появлением направленного импульса при квантовых переходах, и сдвиговым, обусловленным смещением центра тяжести волнового пакета электрона при переходах. При этом вклад в ток дают как процессы поглощения света, так и рассеяния и рекомбинации (в состоянии теплового равновесия эти вклады компенсируются).

Фототок линейного Ф. э. описывается феноменологич. соотношением:

$$j_\alpha=\frac{1}{2}\chi_{\alpha\beta\gamma}(E_\beta E_\gamma^*+E_\beta^* E_\gamma),$$

где E_β, E_γ — проекции вектора поляризации световой волны; $\chi_{\alpha\beta\gamma}$ — тензор, определяемый симметрией кристалла. Он отличен от 0 только в *пьезоэлектриках* (хотя не связан с пьезоэлектрич. эффектом), поэтому линейный Ф. э. может наблюдаться только в пьезоэлектриках. В общем случае направление и величина тока j зависят от положения плоскости поляризации света. Напр., для кристалла GaAs при распространении света вдоль оси [110] ток вдоль [110] равен

$$j=(1/2)\chi|E|^2\mathscr{P}\sin 2\varphi,$$

где $\mathscr{P}$ — степень линейной поляризации света, φ — угол между плоскостью поляризации и осью [001] (рис. 2). В кристаллах с полярной осью, как правило, осн. компонента тока направлена вдоль этой оси и не зависит от поляризации излучения.

При нестационарном освещении пьезоэлектриков вклад в ток даёт не только линейный Ф. э., но и эффект оптич. выпрямления ($d-c$-эффект), т. е. квадратичная по E поляризация кристалла $\mathscr{P}$, возникающая при освещении. Соответствующий ток $j_{dc}=d\mathscr{P}/dt$ (см. *Детектирование света*).

в) Циркулярный Ф. э. — возникает в гиротропных кристаллах при освещении циркулярно (эллиптически) поляризованным светом и меняет знак при изменении знака круговой поляризации $\mathscr{P}_ц$. Описывается соотношением

$$j_\alpha=\gamma_{\alpha\beta}[EE^*]_\beta,$$

тензор $\gamma_{\alpha\beta}$ отличен от 0 в гиротропных кристаллах. В кубич. кристаллах классов T и O (см. *Симметрия кристаллов*), а также в одноосных кристаллах при распространении света вдоль гл. осей 3-, 4- и 6-го порядков

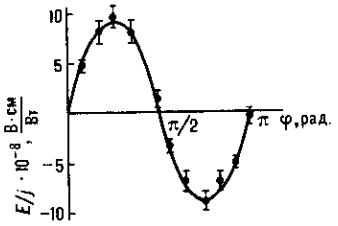


Рис. 2. Зависимость фотоэдс, обусловленной линейным фотогальваническим эффектом в p-GaAs, от угла φ между плоскостью поляризации света и осью кристалла [001]; $T=300$ К, $\lambda=10{,}6$ мкм.

$$j=\gamma|E|^2\mathscr{P}_ц$$

направление тока совпадает (или обратно ему) с направлением распространения света (рис. 3). Циркулярный Ф. э. создаётся баллистич. механизмом. Причина этого эффекта — корреляция между спином электрона и его импульсом в гиротропных кристаллах. При возбуждении электронов циркулярно поляризованным светом, приводящим к *оптической ориентации* спинов, они одновременно приобретают и направленный импульс. Наблюдался и обратный эффект — оптич. активность, индуцированная током; она вызывается ориентацией спинов в гиротропных кристаллах при пропускании тока.

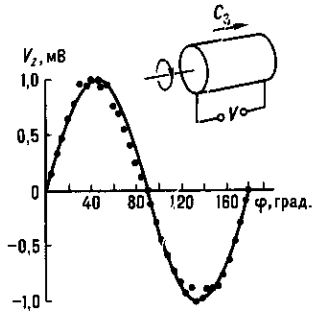


Рис. 3. Зависимость продольной фотоэдс в Te, возникающей при распространении света вдоль оси c_3, от степени циркулярной поляризации $\mathscr{P}_ц=\sin 2\varphi$

Линейный и циркулярный Ф. э., как и эффект увлечения, используются для создания безынерционных приёмников интенсивного (лазерного) излучения. В диэлектриках линейный Ф. э. является осн. механизмом оптич. памяти, т. к. он приводит к изменению показателя преломления, сохраняющемуся после выключения света и зависящему от его интенсивности. Это изменение вызывается замороженными электрич. полями, возникающими в результате перезарядки ловушек фототоками.

г) Поверхностный Ф. э. — обусловлен рассеянием возбуждаемых светом носителей заряда на поверхности. При межзонном поглощении возникает в условиях, когда значит. часть возбуждаемых носителей может достичь её без рассеяния. В этом случае в результате отражения электронов от поверхности возникает баллистич. ток, нормальный к поверхности.

В тех случаях, когда при возбуждении носителей происходит их выстраивание по импульсу, т. е. их ф-ция распределения является анизотропной, может появиться и ток, текущий вдоль поверхности. Для этого необходимо, чтобы ср. значения компоненты импульса вдоль поверхности для электронов, двигающихся к поверхности и от неё, не равнялись нулю и отличались знаком. Такое распределение

возникает, напр., при возбуждении носителей из вырожденной валентной зоны кубич. кристаллов в зону проводимости. При неупругом (диффузном) рассеянии на поверхности электроны, достигающие её, теряют направленный импульс вдоль поверхности, тогда как электроны, двигающиеся от поверхности, сохраняют его, что и приводит к возникновению тока вдоль поверхности.

При поглощении или отражении света свободными носителями в полупроводниках (и металлах) поверхностный Ф. э. возникает при наклонном падении света, а также и при нормальном падении, если нормаль к поверхности не совпадает с одной из главных осей кристалла вследствие передачи импульса фотонов электронам.

Лит.: Тауц Я., Фото- и термоэлектрические явления в полупроводниках, пер. с чеш., М., 1962; Рывкин С. М., Фотоэлектрические явления в полупроводниках, М., 1963; Пикус Г. Е., Основы теории полупроводниковых приборов, М., 1965; Белиничер В. И., Стурман Б. И., Фотогальванический эффект в средах без центра симметрии, «УФН», 1980, т. 130, с. 415; Ивченко Е. Л., Пикус Г. Е., Фотогальванические эффекты в полупроводниках, в сб.: Проблемы современной физики. Сб. ст. к 100-летию со дня рождения А. Ф. Иоффе, Л., 1980; Альперович В. Л. [и др.], Поверхностный фотогальванический эффект в твердых телах, «ЖЭТФ», 1981, т. 80, с. 2298; Нормантас Э., Пикус Г. Е., Эффект увлечения при отражении света от поверхности, «ФТТ», 1985, т. 27, с. 3017; Стурман Б. И., Фридкин В. М., Фотогальванический эффект в средах без центра симметрии и родственные явления, М., 1992; Ivchenko E., Pikus G., Superlattices and other heterostructures. Symmetry and optical phenomena, B.— [a. o.], 1995.

Г. Е. Пикус.

ФОТОГАЛЬВАНОМАГНИ́ТНЫЕ ЯВЛЕ́НИЯ — явления, происходящие в твёрдых телах, помещённых в магн. поле, при поглощении падающего на них эл.-магн. излучения (см., напр., *Фотомагнитоэлектрический эффект*).

ФОТОГРА́ФИЯ — совокупность методов получения стабильных во времени изображений предметов на светочувствит. слоях (СЧС) путём закрепления фотохим. или фотофиз. изменений, возникающих в СЧС под действием излучения, испускаемого или отражаемого объектом.

Независимо от выбора СЧС и процесса получения стабильного изображения на нём общая схема Ф. включает: формирование на поверхности СЧС изображения в виде распределения освещённостей, к-рое вызывает в СЧС хим. или физ. изменения, различные по величине в разных участках СЧС и однозначно определяемые кол-вом освещения, сообщённым каждому участку; усиление физ. или хим. изменений, если они малы для непосредственного восприятия глазом или прибором; стабилизацию возникших изменений (непосредственных или усиленных), позволяющую сохранить полученные изображения для последующего рассматривания или анализа; извлечение информации из полученного изображения — рассматривание, считывание, измерение и т. д. Эта общая схема может быть дополнена печатью и размножением изображений и т. п., отдельные перечисленные стадии могут быть разделены на более дробные или совмещены, но в целом схема одинакова для всех процессов Ф.

Совр. Ф. является важнейшим средством документирования и сохранения информации, составляет основу кинематографии, входит в число осн. техн. средств полиграфии, фотолитографии и фототелеграфной техники (включая фотофаксную связь), является одним из средств в научных исследованиях.

Независимо от области применения Ф. можно подразделить по ряду признаков: на статическую и динамическую (напр., кинематография) — по временно́му характеру изображения; на серебряную (строго — галогенидосеребряную) и несеребряную — по хим. составу СЧС; на чёрно-белую и цветную — по способности передавать только яркостные или также и цветовые различия в объекте; на амплитудную и фазовую — в зависимости от того, передаются ли свойства объекта различиями поглощения света в изображении или различиями оптич. длины пути света (а следовательно, фазы) в изображении; на плоскостную и объёмную — по пространственному характеру изображения. Особым видом объёмной Ф. можно считать и *голографию*, хотя в ней способ записи оптич. информации об объекте принципиально иной, нежели в Ф., сходство состоит в использовании СЧС для записи изображения.

Историческая справка. Ф. как способ фиксации спроецированных на СЧС изображений возникла на основе открытия светочувствительности мн. веществ, но оформилась, когда появились приёмы использования и сохранения изменений в них. В числе первых светочувствит. веществ были открыты и исследованы соли Ag. Датой изобретения Ф. считают 1839, когда Л. Дагер (L. Dagerr) открыл способ, в к-ром получают сразу позитивное зеркальное изображение, что упрощает процесс, но делает невозможным копирование. В др. способе — калотипии, открытом в 1841 У. Толботом (W. Talbot), получают негатив, с к-рого можно сделать любое число отпечатков. В этом калотипия совпадает с совр. Ф., др. совпадение состоит в том, что проявление используют не только как средство визуализации скрытого изображения, но и как средство усиления. Ныне в качестве СЧС наиб. распространены сухие желатиновые слои с диспергированными в них микрокристаллами галогенидов серебра AgHal (Hal = Cl, Br, Cl + Br, Cl + I, Cl + Br + I, Br + I) на плёночной или бумажной подложке.

Важнейшую роль в развитии Ф. на AgHal-СЧС сыграло открытие спектральной сенсибилизации (Фогель, 1873) — расширения спектральной области чувствительности СЧС введением в них красителей, поглощающих свет в ином участке спектра, нежели AgHal. Этим был преодолён недостаток имевшихся СЧС, чувствительность к-рых была ограничена областью поглощения AgHal (УФ-область и коротковолновый край видимой области — синей части спектра). Уже в 1880-х гг. большинство СЧС выпускалось ортохроматическими, чувствительными вплоть до жёлтой части, а с 1920-х гг. осн. часть составляли панхроматические, чувствительные к оранжево-красной части видимой области. В дальнейшем появились также AgHal-СЧС для научно-техн. целей, чувствительные к излучению ближней ИК-области до длин волн $\sim 1{,}5$ мкм.

В коротковолновую сторону чувствительность AgHal-СЧС не ограничена: на них оказывают действие не только излучения видимой и близкой УФ-области, но и рентг. и гамма-излучения, а также ядерные частицы и электронные пучки. Поэтому AgHal-СЧС применяются для получения изображений в рентг. лучах и электронных пучках (см. *Электронная микроскопия*); они также используются для регистрации ионизирующих излучений и измерения их дозы (см. *Дозиметрия*). Нек-рые из этих излучений, как и ряд элементарных частиц, были открыты именно с помощью AgHal-СЧС.

Технология изготовления фотоматериалов. Изготовление AgHal-СЧС и формирование их свойств — результат сложной хим. технологии. Слои получают нанесением эмульсии — взвеси микрокристаллов AgHal в желатине — на подложку, движущуюся относительно поливного устройства. Наиб. важные характеристики СЧС, такие, как светочувствительность, вуаль, коэф. контрастности, спектральная чувствительность и структурные характеристики, связанные с размером микрокристаллов, формируются до полива, хотя зависят также от толщины наносимого слоя. Ниже рассмотрены осн. этапы изготовления AgHal-СЧС.

Эмульсификация и физическое созревание. На этом этапе формируют твёрдую фазу эмульсии, т. е. микрокристаллы, к-рые образуются при сливании в водный раствор желатины растворов $AgNO_3$ и соответствующих галогенидов калия. При поочерёдном сливании образование отд. микрокристаллов не совпадает во времени, что ведёт к перекристаллизации и образованию микрокристаллов разл. размеров (полидисперсность), т. к. более крупные растут за счёт мелких. При одновремен. сливании растворов равными малыми порциями формирование микрокристаллов происходит одновременно, рост их при добавлении новых порций реагентов идёт за счёт добавляемых реагентов, а не за счёт друг друга, т. е. микрокристаллы почти однородны по размерам (монодисперсны). Форма микрокристаллов зависит от молярного соотноше-

ния реагентов: при избытке $AgNO_3$ формируются кубические, а при избытке KHal — октаэдрич. кристаллы. Добавление в желатину веществ, избирательно препятствующих росту тех или иных граней микрокристаллов (т. н. модификаторов роста), позволяет получить весьма сложные огранки.

В 1980—90-х гг. получили распространение эмульсии с кристаллами спец. формы и структуры. Это структуры «ядро — оболочка», где внутр. объём и поверхностный слой микрокристалла различны по составу («оболочки» наращивают обычным путём на предварительно сформированные монодисперсные «ядра», к-рые в принципе могут быть и несеребряными), и т. н. Т-кристаллы — пластинчатые микрокристаллы, толщина к-рых в 50—100 раз меньше поперечника. Такие кристаллы также могут быть неоднородными по составу, но наращивание «оболочек» (иногда до 3—4) идёт по периметру, а не по плоскостям (т. н. латеральные Т-кристаллы). Особенности микрокристаллов «ядро — оболочка» состоят в возможности формировать в них по желанию глубинное (на границе «ядро — оболочка») или поверхностное скрытое изображение. Это практически использовано в прямопозитивных и нек-рых спец. эмульсионных СЧС. Т-кристаллич. эмульсии обладают принципиально иными оптич. свойствами, нежели обычные: они не рассеивают свет на микрокристаллах, а почти зеркально отражают его или пропускают практически нерассеянным, что позволяет сочетать высокую чувствительность слоя эмульсии с высокой разрешающей способностью. Такие СЧС обладают чувствительностью ~3000 единиц ASA, что всего в 5—7 раз ниже теоретич. предела (поглощение 1 квант/микрокристалл).

Химическое созревание. На этом этапе эмульсию выдерживают при повыш. темп-ре для протекания реакций AgHal с микрокомпонентами желатины и добавками к ней — соединениями двухвалентной серы, восстановителями и т. д. — на поверхности микрокристаллов; часто в реакциях участвуют специально вводимые соли золота. Результатом реакций является образование на поверхности кристаллов примесных центров, отличных от AgHal. Эти центры представляют собой островки высокой локальной концентрации межузельных ионов Ag^+, притягивающие фотоэлектроны; они же обеспечивают положит. заряд на растущей частице скрытого изображения, что важно при поступлении электронов извне на стадии проявления. Т. о., наличие примесных центров определяет способность микрокристаллов к дальнейшему участию в фотографич. процессе, а природа и размеры примесных центров — эффективность этого процесса и, в конечном счёте, светочувствительность эмульсии; поэтому их принято называть центрами чувствительности. Т. к. они расположены на поверхности микрокристаллов, скрытое изображение на них при последующем погружении СЧС в проявитель сразу вступает во взаимодействие с проявляющими веществами, принимая электроны от их молекул.

Если проводить хим. созревание излишне долго или при излишне высокой темп-ре, примесные центры становятся избыточно большими и способны принимать электроны от проявляющих веществ без участия скрытого изображения. Такая эмульсия будет восстанавливаться в проявителе без экспонирования, и в изготовленном из неё СЧС всегда будет возникать равномерное почернение — вуаль; в этом случае примесные центры наз. центрами вуали. При умеренном созревании центры вуали образуются в слабой мере. Оптимально такое созревание, в к-ром достигается макс. чувствительность при мин. вуали. Это условие выполняется легче при монодисперсности микрокристаллов.

Подготовка эмульсии к поливу. На этом этапе задаются осн. физ.-механич. характеристики СЧС, для чего в эмульсию вводят добавки: спектральные сенсибилизаторы-красители, расширяющие спектральную область чувствительности СЧС в длинноволновую сторону; компоненты цветного проявления, участвующие в образовании красителей изображения в цветофотографич. материалах; стабилизаторы светочувствительности и вуали для хранения готовых СЧС перед экспонированием; дубители, повышающие механич. прочность, упругость и темп-ру плавления желатины, а тем самым всего СЧС; пластификаторы, снижающие хрупкость СЧС после дубления; смачиватели, улучшающие контакт эмульсии с подложкой при поливе и равномерность полива слоёв, и др.

Полив. На этом этапе эмульсию наносят тонким слоем (обычно 5—15 мкм) на подложку, слой высушивают и нарезают для получения нужного формата. Здесь не только определяются геом. характеристики СЧС, но и регулируются нек-рые другие, напр. максимально достижимая в изображении оптич. плотность.

Основные виды процессов фотографии на AgHal-СЧС. Сначала самым распространённым видом чёрно-белой Ф. на AgHal-СЧС был раздельный негативно-позитивный процесс. В нём экспонированный СЧС подвергают проявлению, в ходе к-рого до металлич. Ag избирательно восстанавливаются только те микрокристаллы, на к-рые действовало излучение, сформировав в них скрытое изображение. Вслед за проявлением на стадии фиксирования неиспользованные микрокристаллы растворяют и удаляют из СЧС, оставляя проявленное Ag-изображение в желатине. Наиб. кол-во восстановленных до Ag микрокристаллов и соответственно наиб. почернение образуются на участках СЧС, соответствующих наиб. светлым участкам объекта, т. е. изображение негативно. Затем такой же процесс повторяют на др. СЧС, используя негатив в качестве объекта; после проявления полученное изображение передаёт распределение света и темноты противоположно негативу, но правильно относительно объекта первоначальной съёмки, т. е. изображение позитивно. При этом количественно передача соотношения яркостей объекта в его изображении (т. н. тоновоспроизведение) не обязательно точна.

В 1990-х гг. широкое распространение получил вариант прямой позитивной чёрно-белой Ф. на AgHal-СЧС без промежуточного негатива — Ф. на обращаемых СЧС. После экспонирования СЧС проявляют, но не фиксируют, а подвергают равномерному экспонированию, при к-ром создаётся скрытое изображение во всех ещё присутствующих непроявленных микрокристаллах. Если в таком СЧС удалить Ag, созданное первоначальным проявлением, повторно проявить и отфиксировать, то на каждом участке число проявленных микрокристаллов будет тем больше, чем меньше их восстановилось при первом проявлении, чем меньшее кол-во освещения подействовало на соответствующий участок СЧС при экспонировании его объекта, т. е. чем меньше была яркость детали изображения объекта. В принципе такой вариант возможен на любом СЧС, но для хорошего тоновоспроизведения используют спец. обращаемые СЧС. Наиб. распространён этот вариант при изготовлении снимков в виде диапозитивов и узкоформатных любительских фильмов.

Другой вариант прямопозитивного процесса использует СЧС с кристаллами типа «ядро — оболочка», причём центры чувствительности формируют на «ядрах» до наращивания «оболочек», а поверхность последних преднамеренно вуалируют обработкой в хим. восстановителе, т. е. серебрят. При экспонировании фотоэлектроны к поверхности кристалла не выходят, т. к. захватываются центрами чувствительности, а дырки (атомы Hal) выходят к поверхности и окисляют Ag до AgHal. При проявлении в нерастворяющем проявителе восстанавливаются лишь кристаллы, сохранившие Ag на поверхности (неэкспонированные, где генерации дырок не было), и не восстанавливаются экспонированные микрокристаллы; в результате возникает позитивное изображение.

Ещё один позитивный вариант чёрно-белой Ф. на AgHal-СЧС использует процесс с диффузионным переносом на спец. фотокомплектах. Комплект включает крупноформатную (напр., с кадром 9×12 см^2) катушечную съёмную камеру, негативную AgHal-фотоплёнку, вязкий проявляюще-фиксирующий раствор, равномерно нанесённый на поверхность отснятого кадра при его перемотке в камере сразу после экспонирования, и приёмный позитивный слой, прикатываемый к проявляющемуся негативному при

той же перемотке. Обрабатывающий раствор одновременно восстанавливает экспонированные микрокристаллы негативного СЧС, растворяет неэкспонированные, переводя содержащиеся в них соли Ag в комплексы, и восстанавливает связанное серебро из неэкспонированных кристаллов на противолежащих участках позитивного слоя, после того как указанные комплексы к нему продиффундируют. При этом позитивный слой не должен быть светочувствительным; чаще всего это просто бумажный слой с покрытием, содержащим высокодисперсные зародыши для отложения на них Ag из восстанавливаемых комплексов. Благодаря высокой вязкости раствора процесс обработки является практически сухим и позволяет получать, не вынимая плёнку из камеры, готовый высушенный отпечаток на приёмном слое за время порядка 1 мин после съёмки. Для копирования и размножения такие снимки и оставшийся от них негатив не предназначены.

Особую группу процессов на AgHal-СЧС составляет цветная Ф. Сами материалы отличаются от чёрно-белых прежде всего наличием нескольких (обычно трёх) СЧС, один поверх другого, причём каждый чувствителен лишь в своей части видимой области спектра. Экспонирование и нач. стадия проявления те же, что в чёрно-белой Ф., но дальнейшая обработка более сложна вследствие того, что окончат. изображение формирует не Ag, а три красителя. Ag удаляют в конце обработки путём отбеливания, но лишь после того, как оно приняло участие в управлении кол-вом образующегося красителя в каждом слое. Это достигается введением при изготовлении в каждый из трёх СЧС бесцветной цветообразующей компоненты (в каждом — своей), реагирующей после проявления (т. е. восстановления AgHal до Ag) с окисленной формой восстановителя — проявляющего вещества — и образующей с ним соответствующий краситель в кол-вах, пропорциональных кол-вам восстановленного Ag, а в конечном счёте — экспозициям от излучений, действовавших на каждый СЧС. Как и в чёрно-белой Ф., здесь возможны раздельный негативно-позитивный процесс с печатью позитивов на спец. цветной бумаге (с увеличением) или позитивной цветной плёнке (в контакте) и прямой позитивный процесс на обращаемых цветных фотоматериалах.

Имеется также аналог сухого диффузионного процесса (см. выше) получения цветных изображений, разработанный в неск. вариантах фирмой «Полароид» (США). В нём использованы специально разработанные сложные органич. вещества, сочетающие в одной молекуле проявляющую и цветообразующую или окрашенную группы; при расщеплении молекул и диффузии фрагментов в щелочной среде группы функционируют независимо и одна участвует в проявлении, а другая — в формировании соответствующего красителя в приёмном слое. В рамках этого процесса удалось также перейти от многослойной AgHal-системы к прямопозитивной однослойной, содержащей сразу три красителя будущего изображения, поверх к-рой нанесён трёхцветный мозаичный растр, выполняющий функцию цветоделения на малых участках СЧС.

Необычным прямопозитивным является и процесс с отбеливанием красителей проявляющимся Ag, реализованный фирмой «Циба» (Швейцария) на трёхслойных AgHal-системах, каждый СЧС к-рой заранее прокрашен одним из трёх красителей будущего изображения так, что в сумме они непрозрачны. После экспонирования и обычного проявления краситель в каждой точке каждого слоя разрушается тем больше, чем большее число микрокристаллов проявилось там и чем прозрачнее от красителя становится соответствующий участок слоя. Отбеливанием всего проявившегося Ag (роль к-рого исчерпана) и фиксированием неиспользованных кристаллов формирование изображения завершается. Такие материалы ограничены по чувствительности, но дают высокостабильное цветонасыщенное изображение.

Для 2-й пол. 20 в. характерно вытеснение чёрно-белой Ф. и переход к цветной во всех наиб. массовых применениях Ф. на AgHal-СЧС, прежде всего в кинематографии и любительской съёмке, где доля цветной Ф. перешла за 90% (в России существенно меньше). Причины вытеснения — не только высокая информативность и эстетич. достоинства цветных изображений, но и отсутствие Ag в окончат. изображении, что в сочетании с централизованным фирменным проявлением цветных СЧС и осуществляемой при этом почти полной регенерацией Ag из обрабатывающих растворов (до 94—96%) даёт большой экономич. эффект.

Несеребряная фотография и её научно-технические применения. Материалы и процессы на основе AgHal обладают мн. достоинствами, такими, как высокая чувствительность к разнообразным излучениям, способность реагировать на предельно слабые потоки за счёт аккумуляции действия излучения, способность геометрически правильно передавать изображение в целом и его детали. Вместе с тем особенности AgHal-СЧС и процессов на них принципиально ограничивают возможности использования Ф. в ряде направлений прикладной науки и техники. Так, с появлением голографии резко возросшие требования к разрешающей способности СЧС (до неск. тысяч $мм^{-1}$) и уровню шумов оказались на границе возможностей AgHal-СЧС вследствие неизбежной в них дискретной структуры, и в голографии наряду с AgHal-СЧС получили распространение иные СЧС, структурированные на молекулярном уровне (полимеры, стеклообразные слои и т. д.). Лишь немногим менее жёстки требования к разрешающей способности в планарной технологии произ-ва микроэлектроники ($\gtrsim 1000$ $мм^{-1}$), в устройствах оптич. памяти ЭВМ, в микрофильмировании с большим уменьшением. Ещё одним принципиальным недостатком процессов на AgHal-СЧС является относительно большой промежуток времени между экспонированием СЧС и получением видимого изображения, даже не стабилизированного: менее неск. секунд сделать его не удаётся. Поэтому считывать и обрабатывать записанные изображения или последовательности сигналов в реальном времени невозможно.

Немалое значение для тенденции к замене AgHal-СЧС на несеребряные СЧС имеет то, что серебро всё более дефицитно и его использование всё менее оправдано экономически. Это побуждает во вновь возникающих областях применения Ф. сразу ориентироваться на несеребряные СЧС, а в традиц. областях применения AgHal-СЧС изыскивать возможности их замены. Это непросто, т. к. по уровню чувствительности AgHal-СЧС, во всяком случае негативные, далеко опередили все остальные. Там, где нужны только высокочувствительные AgHal-СЧС (профессиональная и любительская киносъёмка, аэрофотосъёмка, космич. съёмка), замена, видимо, просто невозможна.

До 1950-х гг. AgHal-СЧС были практически единственными массово выпускавшимися. С 1950-х гг. начались в широких масштабах разработка, использование и пром. выпуск несеребряных СЧС, но одновременно стали быстро расширяться и применения Ф., так что новые СЧС с самого начала предназначались для вновь возникающих областей использования Ф., а произ-во AgHal-СЧС продолжало расширяться в соответствии с расширением традиц. областей их применения. Только в массовой печати кинофильмов для них была найдена замена. Для чёрно-белых фильмов стал применяться везикулярный процесс, в к-ром формируют светорассеивающее изображение из пузырьков N_2, выделяющихся в полимерной плёнке при фотохим. разложении введённой в неё светочувствит. диазосоли; несмотря на низкую чувствительность таких СЧС, их использование реально сокращает расход AgHal-СЧС в кинематографии. При печати цветных фильмов применяется гидротипия, в к-рой различия подействовавших экспозиций передаются различиями высоты задублённого желатинового рельефа на спец. СЧС. Рельеф окрашивают введением в него красителя и используют как матрицу для печати цветоделённого изображения на несветочувствит. приёмном слое (бланкфильме).

Одна из новых областей применения Ф. — репрография, объединяющая «малую» полиграфию, т. е. копирование и малотиражное размножение печатных, машинописных и графич. материалов, и микрофильмирование и микроко-

пирование тех же материалов для архивных целей, т. е. воспроизведение их с большим уменьшением для хранения в компактной форме. Репрография прочно занимает первое место в Ф. при применении несеребряных СЧС, а в ней на первом месте находится электрофотография, в к-рой используются СЧС из полупроводников, способных увеличивать свою электропроводность под действием света. В репрографии применяют др. несеребряные процессы, такие, как термография, диазотипия, диффузионные процессы с переносом испаряющихся красителей. Для микрофотографии высокоразрешающие AgHal-СЧС играли осн. роль при скромных масштабах микрорепродуцирования, но бурный рост этой области привёл к постепенному вытеснению их разл. СЧС с молекулярным уровнем структурированности (диазо- и везикулярные слои, электрофотографич. прозрачные слои из органич. полимерных фотопроводников).

Другая новая область применения исключительно несеребряных СЧС и процессов — использование Ф. совместно с электронно-лучевыми трубками. Здесь изображение регистрируют не как целое, а как последовательность сигналов от поэлементного разложения изображений. Такие сигналы записываются на СЧС из равномерно заряженных деформируемых полимерных слоёв, на к-рых записывающий электронный или световой пучок создаёт или изменяет поверхностное распределение зарядов. Процессы получения такой записи и её формы (канавки, лунки, изморозь) весьма разнообразны (см. *Фазовая рельефография*).

Ещё одна новая область Ф.— *фотолитография*, возникшая в связи с развитием микроэлектроники. Для защиты полупроводниковой базы от травления, напыления и иных видов формирования рисунков используют *фоторезисты*, чаще всего полимерные органические, но для получения на них защитного рисунка применяют AgHal-СЧС высокого разрешения. Замена AgHal-СЧС на несеребряные возможна и здесь и уже частично идёт: предложены разл. СЧС на основе осаждённых или напылённых слоёв металлов (напр., Pd) и их солей, физически проявляемых с отложением неблагородных металлов (Cu, Ni); используются СЧС с галогенидами Pb и Tl, окислами Mo и др.

Быстрое развитие ИК-техники на основе соответствующих лазеров потребовало расширения границ Ф. в длинноволновую сторону, где любой несеребряный СЧС предпочтителен перед AgHal-СЧС. Широко применяются электрофотографич. СЧС на основе замещённых фталоцианинов (во мн. принтерах), слои жидкокристаллич. (холестерич.) веществ, ферромагн. плёнки с полосовой доменной структурой. Для лазеров с более длинноволновым излучением, обладающих значит. тепловым действием, использована *эвапорография* на СЧС из тонких покрытий испаряющихся веществ на ИК-поглощающих зачернённых подложках. Здесь пригодны и обычные AgHal-СЧС, если после прогрева СЧС изображением теплового объекта равномерно осветить весь СЧС и проявить: места действия ИК-излучения оказываются сенсибилизированными к последующей засветке и дают почернение, величина к-рого зависит от экспозиции ИК-излучением. Большими возможностями в ИК-диапазоне обладает полупроводниковая Ф. на основе чувствительности к ИК-излучению узкозонных полупроводников, *p—n-переходов* и *гетеропереходов*. Для исключения действия окружающего рассеянного теплового излучения в такой Ф. используют выключение чувствительности на всё время, кроме рабочего экспонирования: образование изображения возможно лишь при замкнутой электрич. или эл.-хим. цепи, к-рая появляется при фотогенерации носителей тока в полупроводниковом СЧС.

Как метод записи оптич. информации в двоично-кодированной форме Ф. получила применение в устройствах оперативной памяти ЭВМ. Здесь AgHal-СЧС далеки от оптимальных вследствие ограниченной информац. ёмкости (слишком велик единичный элемент дискретной структуры, т. е. микрокристалл), медленной обработки, невозможности стирания записи после обработки для повторного использования СЧС. Поэтому здесь целесообразно применение *фотохромных материалов*, среди к-рых наиб. употребительны слои органич. соединений, а также магнитооптич. сре́ды с фотоиндуцированным перемагничиванием СЧС и др.

Несмотря на быстрый рост способов и применений несеребряной Ф., научно-техн. Ф. на основе AgHal-СЧС не только сохранила значение, но и расширила области использования, напр. в исследованиях высокотемпературной плазмы, движения тел со сверхзвуковыми скоростями в аэродинамике и баллистике, ударных волн при взрывных и детонац. явлениях, в исследованиях планет (поверхности, атмосферы, излучений) с земных и внеземных станций, в исследованиях космич. лучей, ядерных излучений и ядерных реакций, технол. процессов и работы механизмов в хим. и механич. оборудовании и т. п. В большинстве таких случаев применяют динамич. Ф. либо в форме серии последоват. изображений объекта с временны́ми промежутками вплоть до нс и пс, либо в форме непрерывной записи изображения с помощью устройств оптической развёртки, когда изменения почернения по длине плёнки СЧС содержат информацию о развитии процесса во времени. Распространение получила и статич. Ф., в частности при исследовании биол. и геологич. объектов; в исследованиях биол. объектов используют также динамич. Ф., прежде всего цейтраферную съёмку медленно протекающих изменений. В связи с внеземными исследованиями астрофиз. процессов резко расширилось применение Ф. для съёмки в далёкой УФ-области вплоть до границы с мягким рентг. излучением. Это потребовало создания спец. AgHal-СЧС, почти или вовсе не содержащих желатины, к-рая в этой области спектра практически непрозрачна. Т. о., наряду с существованием и широким применением несеребряной Ф., классич. AgHal-Ф. продолжает занимать важнейшее место не только в изобразит. Ф., но и в научно-технической.

Лит.: Основы технологии светочувствительных материалов, под ред. В. И. Шеберстова, М., 1977; Джеймс Т., Теория фотографического процесса, пер. с англ., Л., 1980; Несеребряные фотографические процессы, под ред. А. Л. Картужанского, Л., 1984; Перспективы и возможности несеребряной фотографии, под ред. А. Л. Картужанского, Л., 1988. *А. Л. Картужанский.*

ФОТОДИЭЛЕКТРИ́ЧЕСКИЙ ЭФФЕ́КТ — изменение статической (низкочастотной) *диэлектрической проницаемости* среды ε под действием эл.-магн. излучения. Величина ε изменяется за счёт перехода части атомов или молекул в возбуждённые состояния, в к-рых их *поляризуемость* отлична от поляризуемости в осн. состоянии.

ФОТОИОНИЗА́ЦИЯ — ионизация атома или молекулы, находящихся в свободном или связанном состоянии, под действием квантов эл.-магн. поля. Подробнее см. в статьях *Ионизация, Многофотонная ионизация.*

ФОТОКАТО́Д — фоточувствит. элемент вакуумных фотоэлектронных приборов, эмитирующий электроны под действием эл.-магн. излучения УФ-, видимого и ИК-диапазонов (см. *Фотоэлектронная эмиссия*).

Ф. представляет собой слой фоточувствит. материала, нанесённого на непрозрачную или прозрачную подложку. Толстые непрозрачные слои освещаются со стороны вакуума, а тонкие полупрозрачные плёнки, нанесённые на прозрачную подложку, могут освещаться как со стороны вакуума, так и со стороны подложки. Ф. для видимой, ИК- и ближней УФ-областей спектра имеют в своём составе (или на поверхности) щелочные металлы, вступающие в реакцию с атм. воздухом. Поэтому такие Ф. работают только в условиях высокого вакуума и изготавливаются непосредственно в фотоэлектронных приборах или вводятся в них из вспомогат. вакуумной камеры.

Осн. параметрами Ф. являются *спектральная чувствительность, квантовый выход* фотоэлектронной эмиссии, интегральная чувствительность и плотность темнового тока. Спектральная чувствительность S_λ — отношение фотоэлектронного тока в режиме насыщения (в мА) к мощности падающего на Ф. монохроматич. излучения с длиной волны λ (в Вт). Со стороны длинных волн зависимость $S_\lambda(\lambda)$ ограничивается порогом, или длинноволновой грани-

цей, фотоэлектронной эмиссии λ_0. На практике λ_0 определяется как длина волны, при к-рой $S_{\lambda_0}=0{,}01\,S_\lambda^{max}$. Квантовый выход Y_λ — отношение числа эмитированных фотоэлектронов к числу падающих на Ф. фотонов монохроматич. излучения:

$$Y_\lambda = 1{,}24\left[\frac{\text{Вт}\cdot\text{нм}}{\text{мА}}\right]\frac{S_\lambda}{\lambda}$$

(λ в нм). Квантовый выход часто выражается в процентах. Интегральная чувствительность Ф. S — отношение фототока в режиме насыщения (в мкА) к величине падающего светового потока (в лм) от стандартного источника излучения (лампа накаливания с вольфрамовой нитью при $T=2850$ К). S_λ и S связаны соотношением

$$S = 10^3\,\frac{\int_0^{\lambda_0} S_\lambda F_\lambda d\lambda}{F_0\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} F_\lambda K_\lambda d\lambda},$$

где F_λ — мощность излучения на данной длине волны, K_λ — относительная спектральная чувствительность «нормального» человеческого глаза (кривая видности), λ_0 — порог чувствительности Ф., λ_1 и λ_2 — границы видимого спектра, $F_0=683$ лм/Вт — световой поток в лм, соответствующий потоку в 1 Вт монохроматич. излучения с $\lambda=554$ нм.

Темновой ток Ф. — ток через фотоэлемент в отсутствие облучения, определяется *термоэлектронной эмиссией*. Она зависит от состояния поверхности Ф. (работы выхода Ф) и его темп-ры. Темновой ток является осн. источником электрич. шума в фотоэлектронных приборах. Среднеквадратичный шум в отсутствие излучения равен

$$\overline{i_ш^2} = 2ej_т q\Delta f,$$

где e — заряд электрона, $j_т$ — плотность темнового тока, q — площадь Ф., Δf — ширина полосы частот регистрирующего устройства. Ф. также характеризуется стабильностью его чувствительности во времени и термостойкостью, т. е. диапазоном рабочих темп-р, в границах к-рого чувствительность Ф. сохраняется в заданных пределах.

В качестве Ф. в фотоэлектронных приборах (табл.) обычно используют фоточувствит. материалы, обладающие высоким квантовым выходом ($Y\gtrsim 0{,}1$ электрон/фотон) — т. н. эффективные Ф. Подавляющее большинство эффективных Ф. представляют собой полупроводники (см. *Полупроводниковые материалы*). Чистые металлы в видимой и ближней УФ-областях спектра имеют малый квантовый выход ($\lesssim 10^{-3}$ электрон/фотон) и практически не используются в качестве Ф. Несколько выше квантовый выход бинарных сплавов (напр., Mg — Ba), к-рые иногда применяются в приборах, чувствительных к УФ-излучению. Высоким квантовым выходом обладают полупроводниковые материалы с дырочной проводимостью (p-типа) и малым положит. *сродством к электрону* χ ($\chi<\mathscr{E}_g$). В таких полупроводниках глубина выхода фотоэлектронов достигает неск. десятков нм. В результате значит. часть фотоэлектронов имеет возможность выйти в вакуум. Кроме того, в приповерхностной области таких Ф. существует электрич. поле, ускоряющее фотоэлектроны к поверхности. Именно эти два обстоятельства обусловливают высокий квантовый выход фотоэмиссии таких полупроводников. Ещё более высоким квантовым выходом обладают полупроводники с отрицат. эффективным электронным сродством, т. е. полупроводники, для к-рых уровень вакуума лежит ниже дна зоны проводимости в объёме полупроводника. В этом случае в вакуум могут выйти не только горячие, но и термализованные фотоэлектроны, глубина выхода к-рых равна диффузионной длине неосновных носителей заряда и достигает неск. тысяч нм, т. е. может превышать глубину поглощения света. В результате большинство электронов, возбуждённых светом в объёме полупроводника, выходят в вакуум и квантовый выход имеет большую величину во всей области чувствительности Ф.

Параметры фотокатодов для видимой и ближней ИК-областей спектра

Фотокатод	λ_0, нм	$Y(\lambda_1)$	λ_1, нм	S, $\frac{\text{мкА}}{\text{лм}}$	$j_т$, $\frac{\text{А}}{\text{см}^2}$ ($T=300$К)
Cs_3Sb	600—650	0,15—0,25	400	40—80	10^{-16}—10^{-15}
Na_2KSb	600—650	0,25—0,3	400	30—60	10^{-17}
Na_2KSb (Cs)	900	0,3—0,35	400	200—700	10^{-16}
K_2CsSb	650—700	0,3—0,35	400	100—200	10^{-17}
Ag—O—Cs	1200	0,005	800	20—70	10^{-12}—10^{-11}
Bi—Ag—O—Cs	750—800	0,1	450	30—80	10^{-14}
GaAsP—Cs—O	680	0,5	400	200—300	10^{-16}—10^{-14}
GaAs—Cs—O	900	0,3	400	1000—2000	10^{-16}—10^{-14}
InGaAs P—Cs—O	1100—1150	0,2	400	200—1000	10^{-12}—10^{-11}
InGaAs—In P—Ag—Cs—O	1700	0,01—0,08	1500	—	—

Среди эффективных Ф. наиб. распространение получили Ф. на основе антимонидов щелочных металлов: сурьмяно-цезиевый, двухщелочные и многощелочной.

Сурьмяно-цезиевый (Cs_3Sb) Ф. — полупроводник p-типа с шириной запрещённой зоны $\mathscr{E}_g\approx 1{,}6$ эВ, $\chi\approx 0{,}4$ эВ, $\lambda_0\approx 0{,}6$ мкм. Он изготавливается путём воздействия паров Cs в вакууме на испаренный на подложку (обычно стекло) слой Sb при темп-ре $T=140$—180 °С. В области $h\nu\gtrsim 3$ эВ квантовый выход фотоэмиссии достигает 0,1—0,2 электрон/фотон (рис. 1). Обработка Cs_3Sb небольшим кол-вом кислорода (сенсибилизация) сдвигает порог фотоэмиссии в длинноволновую область спектра и увеличивает квантовый выход, особенно вблизи порога. Этот эффект связан с уменьшением работы выхода и электронного сродства.

Двухщелочные Ф. представляют собой соединения Sb и двух щелочных металлов. Они так же, как и Cs_3Sb, являются полупроводниками p-типа и изготавливаются последовательным воздействием на Sb паров двух щелочных металлов при $T=150$—200 °С. Наиб. распространение получили Ф. на основе K_2CsSb и Na_2KSb. Они отличаются от Ф. на основе Cs_3Sb чрезвычайно низким темновым током ($\sim 10^{-17}$ А/см^2), а Ф. на основе K_2CsSb имеет, кроме того, более высокий квантовый выход, чем на основе Cs_3Sb, во всей области спектра.

Многощелочной Ф. представляет собой двухщелочной Ф. на основе Na_2KSb, покрытый поверхностным дипольным слоем Cs — Sb (или Cs), снижающим χ. В результате на поверхности многощелочного Ф. реализуется нулевое или небольшое отрицат. эффективное электронное сродство. Именно этим обусловлена высокая чувствительность данного Ф. (рис. 1). Среди Ф. на основе антимонидов щелочных металлов многощелочной Ф. обладает спектральной характеристикой, наиб. протяжённой в длинноволновую область спектра ($\lambda_0\approx 0{,}9$ мкм), и наиб. интегральной чувствительностью (до 500—700 мкА/лм). Величина χ многощелочного

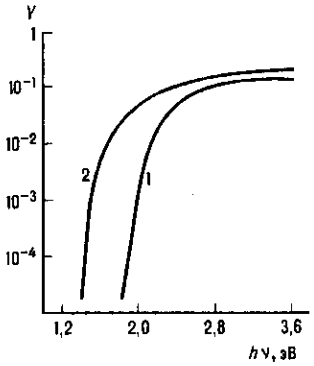


Рис. 1. Спектральные характеристики квантового выхода фотоэмиссии фотокатодов на основе Cs_3Sb (1) и $Na_2KSb(Cs)$ (2).

Ф. и величина его чувствительности существенно зависят от технологии его изготовления.

Наиб. чувствительностью в видимой и ближней ИК-областях спектра обладают Ф. с отрицат. электронным сродством (ОЭС). Они представляют собой *сильнолегированные полупроводники* p-типа, работа выхода к-рых снижена так, что уровень вакуума оказывается ниже дна зоны проводимости в объёме полупроводника. Такие Ф. изготавливаются на основе полупроводниковых соединений GaP, GaAs, InP и их *твёрдых растворов*, а также на основе Si. В процессе изготовления Ф. поверхность полупроводника очищается прогревом в сверхвысоком вакууме, после чего работа выхода снижается адсорбцией цезия и кислорода. Наиб. высокую чувствительность имеют Ф. с ОЭС, изготовленные на основе совершенных полупроводниковых эпитаксиальных плёнок, обладающих большими диффузионными длинами (см. *Эпитаксия*). Длинноволновая граница Ф. с ОЭС определяется шириной запрещённой зоны используемого полупроводника (рис. 2): $\lambda_0 \approx 1{,}24/\mathscr{E}_g$, где λ_0 в мкм, а $\mathscr{E}_g$ — в эВ. Ф. на основе GaAs с ОЭС имеет $\lambda_0 \approx 0{,}9$ мкм, а его интегральная чувствительность достигает 2000 мкА/лм. У Ф. на основе InGaAsP с ОЭС ($\mathscr{E}_g = 1{,}17$ эВ) наивысший квантовый выход (2—9%) при $\lambda = 1{,}06$ мкм (длине волны излучения неодимого лазера). Недостатками Ф. с ОЭС является их высокая стоимость и меньшая стабильность по сравнению с Ф. на основе антимонидов щелочных металлов.

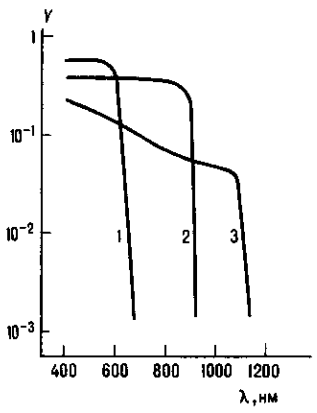


Рис. 2. Спектральные характеристики квантового выхода фотоэмиссии фотокатодов с ОЭС: 1 — GaAsP ($\mathscr{E}_g = 1{,}85$ эВ); 2 — GaAs ($\mathscr{E}_g = 1{,}43$ эВ); 3 — InGaAsP ($\mathscr{E}_g = 1{,}17$ эВ).

До разработки Ф. с ОЭС единственным фотокатодом, чувствительным в ИК-области $\lambda > 0{,}9$ мкм, был серебряно-кислородно-цезиевый Ф. (Ag—O—Cs). Хотя его чувствительность значительно ниже, чем у Ф. на основе InGaAsP с ОЭС, Ф. на основе Ag—O—Cs и сейчас широко применяется в фотоэлектронных приборах (спектральная характеристика приведена на рис. 3). Для этого Ф. $\lambda_0 \approx 1{,}2$ мкм, а квантовый выход при $\lambda = 0{,}8$ мкм составляет 0,003—0,005. Ф. на основе Ag—O—Cs изготавливается обработкой в парах Cs плёнки Ag, окисленной в тлеющем разряде в атмосфере кислорода. Ф. состоит из окиси цезия с примесями Ag и избыточного Cs и с вкраплением микрочастиц Ag. На поверхности этого Ф. находится плёнка адсорбированных атомов Cs. Механизм фотоэлектронной эмиссии из Ag—O—Cs до конца не ясен. Предполагается, что длинноволновая часть спектральной характеристики Ф. на основе Ag—O—Cs ($\lambda > 500$ нм) определяется возбуждением фотоэлектронов с *примесных уровней*, связанных с Ag и избыточным Cs, или из микрочастиц Ag в зону проводимости Cs_2O и оттуда в вакуум. Недостатком Ф. на основе Ag—O—Cs является большой темновой ток ($\sim 10^{-12}$—10^{-11} А/см^2 при $T = T_{комн}$).

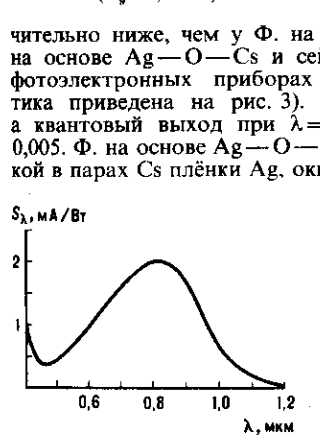


Рис. 3. Спектральная характеристика фотокатода на основе Ag—O—Cs.

Все Ф., чувствительные в видимой области спектра, чувствительны и к УФ-излучению. Однако в нек-рых приёмниках УФ-излучения целесообразно использовать Ф., нечувствительные к видимому свету. В солнечно-слепых приёмниках излучения, чувствительных в ближней УФ-области спектра, соответствующей полосе поглощения озона в земной атмосфере ($\lambda < 300$ нм), и нечувствительных в видимой области спектра, в качестве Ф. используются плёнки теллуридов щелочных металлов (Cs_2Te и Rb_2Te). Эти Ф. представляют собой полупроводники с $\mathscr{E}_g \approx 3$ эВ. При $\lambda = 0{,}25$ мкм квантовый выход фотоэмиссии из них достигает 0,1—0,2 электрон/фотон. В более далёкой УФ-области спектра в качестве Ф. используются плёнки щёлочногаллоидных соединений, CuI и галлоидные соединения серебра.

Длинноволновая граница λ_0 всех рассмотренных Ф. определяется величиной их работы выхода и ограничена значением $\lambda_0^{max} \approx 1100$ нм. Фоточувствительностью в более длинноволновой области спектра обладают только Ф. на основе полупроводниковых структур с сильным внутр. или внеш. электрич. полем. Ф. с сильным внеш. электрич. полем представляют собой полупроводниковые автокатоды (см. *Автоэлектронная эмиссия*), изготовленные из полупроводников p-типа или высокоомных полупроводников n-типа, величина эмиссионного тока для к-рых резко увеличивается при освещении. Механизм фоточувствительности полупроводниковых автокатодов состоит в следующем. *Вольт-амперные характеристики* (ВАХ) автоэлектронной эмиссии из указанных полупроводников существенно нелинейны (особенно при низкой темп-ре) — в них имеется область насыщения, обусловленная рядом связанных процессов: проникновением электрич. поля в глубь полупроводника и возникновением p—n-перехода вблизи острия в полупроводниках p-типа, увеличением падения напряжения на эмиттере и возникшем p—n-переходе, изменением геометрии поля вблизи эмиттера и др. В области насыщения ВАХ автоэлектронный ток резко увеличивается при освещении полупроводника в области собственного и примесного поглощения за счёт дополнит. генерации носителей тока светом в эмиттере и частичного вытеснения электрич. поля из полупроводника.

Ф. с сильным внеш. электрич. полем изготавливаются в виде отд. острий или многоострийных структур. Длинноволновая граница таких Ф. определяется шириной запрещённой зоны полупроводника или энергией ионизации примесного уровня. В случае Ф. на основе Ge, легированного Au и компенсированного Sb, $\lambda_0 \approx 6$—7 мкм при $T = 77$ К, а эфф. квантовый выход достигает 1—2 электрон/фотон при $\lambda = 1{,}4$ мкм и $Y_{эфф} \approx 0{,}06$ электрон/фотон при $\lambda = 2$ мкм. Недостатками таких Ф. являются сравнительно большой темновой ток (10^{-9}—10^{-8} А для Ф. на основе Ge при $T \approx 77$ К) и наличие пространственных неоднородностей фоточувствительности в многоострийных структурах.

Ф. с сильным внутр. электрич. полем представляют собой полупроводниковые структуры с выпрямляющими контактами полупроводник—металл и *гетеропереходами* (см. также *Контактные явления в полупроводниках*). В таких Ф. свет возбуждает электроны в зону проводимости ниже уровня вакуума, а дополнительную энергию, необходимую для выхода в вакуум, фотоэлектроны приобретают в сильном электрич. поле внутри полупроводника. Длинноволновая граница таких Ф. определяется шириной запрещённой зоны полупроводника (λ_0 [мкм] $\approx \approx 1{,}24/\mathscr{E}_g$ [эВ]). Ф. с выпрямляющим контактом полупроводник—металл изготавливаются на основе полупроводниковых соединений p-InGaAs и p-InGaAsP и представляют собой эпитаксиальные слои таких полупроводников, на поверхность к-рых наносится тонкая (~ 10 нм) плёнка Ag. Работа выхода Ag снижается адсорбцией цезия и кислорода до величины $\approx 1{,}1$ эВ. Такие Ф. работают при включении на контакт внеш. напряжения в обратном направлении (плюс на Ag) $V = 2$—5 В. Фотоэлектроны, возбуждённые светом в зону проводимости, разогреваются в сильном электрич. поле контакта и выходят в вакуум сквозь плёнку Ag. Ф. на основе InGaAs с $\mathscr{E}_g \approx 0{,}75$ эВ имеют порог чувствительности $\lambda_0 \approx 1{,}7$ мкм, а квантовый выход достигает 10^{-3}—10^{-2} электрон/фотон при $\lambda < 1{,}6$ мкм.

Более высокий квантовый выход имеют Ф. на основе полупроводниковых гетероструктур с выпрямляющим контактом полупроводник — металл. Они представляют собой тонкоплёночные эпитаксиальные гетероструктуры InGaAs — InP, на поверхность к-рых нанесена тонкая плёнка Ag. Работа выхода плёнки Ag снижена адсорбцией цезия и кислорода до величины $\approx 1{,}1$ эВ. Ф. работают при внеш. напряжении (плюс на Ag) $V = 5$—10 В. Фотоэлектроны возбуждаются светом в InGaAs. В отсутствие внеш. напряжения на гетерогранице InGaAs — InP в зоне проводимости имеется потенц. барьер $\varphi_c \approx 0{,}6$ эВ, к-рый препятствует переходу фотоэлектронов из InGaAs в InP и выходу их в вакуум. При наличии внеш. смещения внутр. электрич. поле выпрямляющего контакта полупроводник — металл проникает в глубь гетероструктуры и снимает барьер на гетерогранице. В результате фотоэлектроны, возбуждённые светом в InGaAs, переходят в InP, разогреваются здесь в сильном электрич. поле и выходят в вакуум сквозь тонкую плёнку Ag. Длинноволновая граница Ф. определяется шириной запрещённой зоны InGaAs ($\mathscr{E}_g \approx 0{,}75$ эВ) и равна $\lambda_0 \approx 1{,}7$ мкм (рис. 4). Величина квантового выхода фотоэмиссии в области спектра $\lambda \lesssim 1{,}55$ мкм достигает 0,01—0,08 электрон/фотон.

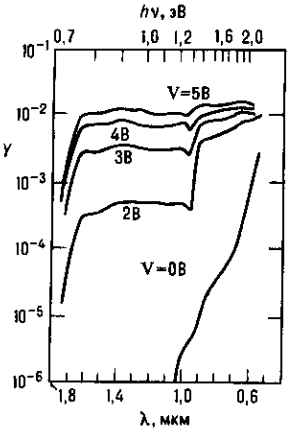


Рис. 4. Спектральные характеристики квантового выхода фотоэмиссии фотокатода на основе InGaAs – InP – Ag – Cs – O; $\mathscr{E}_g$ (InGaAs) $\approx 0{,}75$ эВ.

Существенным недостатком Ф. на основе полупроводниковых гетероструктур и выпрямляющих контактов полупроводник — металл является большой темновой ток, связанный с тепловой генерацией электронов в узкозонном полупроводнике. Этот ток может быть уменьшен охлаждением Ф.

Лит.: Лифшиц Т. М., Мусатов А. Л., Автоэлектронная эмиссия из германия, управляемая инфракрасным излучением, «Письма в ЖЭТФ», 1966, т. 3, с. 134; Фишер Р., Нойман Х., Автоэлектронная эмиссия полупроводников, пер. с нем., М., 1971; Соммер А., Фотоэмиссионные материалы, пер. с англ., М., 1973; Соболева Н. А., Меламид А. Е., Фотоэлектронные приборы, М., 1974; Белл Р. Л., Эмиттеры с отрицательным электронным сродством, пер. с англ., М., 1978; Escher J. S. [e. a.], Field assisted semiconductor photoemitters for the 1—2 μm range, «IEEE Trans. Electron. Devices», 1980, v. 27, p. 1244; Escher J. S., NEA semiconductors photoemitters, «Semiconductors and semimetals», 1981, v. 15, p. 195; Beguchev V. P., Shefova I. A., Musatov A. L., Optical

тополимеризующихся композиций входят мономеры или низкомолекулярные полимеры и инициаторы фотополимеризации, сенсибилизаторы.

В электронике Ф. используется для формирования рельефного рисунка в слое металла, диэлектрика или полупроводника с применением *фоторезистов* и источников УФ-излучения в процессе изготовления *интегральных схем* и др. электронных устройств. В зависимости от требуемого размера элементов интегральных схем применяют контактную (при низком разрешении) или проекционную (при высоком разрешении) Ф. Проекционная Ф. обеспечивает создание сверхбольших интегральных схем типа динамич. оперативных запоминающих устройств ёмкостью до 64 Мбит и более при использовании наиб. коротковолнового УФ-излучения эксимерных лазеров ($\lambda \approx 193$ нм). При этом предельные мин. размеры элементов сверхбольших интегральных схем, получаемых методом Ф., практически ограничиваются интерференцией и дифракцией света и достигают 0,35 мкм.

С 90-х гг. развивается т. н. фотостереолитография — способ получения объёмных изделий из жидких фотополимеризующихся композитов путём послойной фотополимеризации лазерным излучением методом автоматизированного проецирования. Этот способ применяется при изготовлении эксперим. моделей и образцов техн. и медицинских изделий сложной формы, а также пресс-форм разл. назначения. Фотостереолитография существенно сокращает время, необходимое для отработки конструкции новых изделий.

Лит.: Боков Ю. С., Фото-, электронно- и рентгенорезисты, М., 1982; Лазаренко Э. Т., Фотохимическое формование печатных форм, Львов, 1984; Слуцкин А. А., Справочник технолога-полиграфиста, ч. 2. Копировально-множительные процессы, М., 1989.

В. А. Барачевский.

ФОТОЛЮМИНЕСЦЕ́НЦИЯ — *люминесценция*, возбуждаемая оптич. излучением видимой и УФ-областей спектра. В отличие от *рассеяния света* и *горячей люминесценции*, Ф. испускается после того, как в возбуждённом светом веществе закончились процессы *релаксации* и установилось квазиравновесное состояние. Обычно квазиравновесие устанавливается в течение $\sim 10^{-12}$—10^{-10} с.

Спектр Ф. подчиняется *Стокса правилу*. В отсутствие *тушения люминесценции* квантовый выход Ф. (отношение числа испускаемых квантов к числу поглощённых) равен единице. Зависимость квантового выхода от длины волны возбуждающего излучения определяется *Вавилова законом*. Более сложные закономерности наблюдаются при Ф. *кристаллофосфоров*, для к-рых характерна нелинейная зависимость Ф. от интенсивности возбуждающего излучения. Ф. используется в люминесцентных лампах, люминесцентном анализе, дефектоскопии и др.

Лит. см. при ст. *Люминесценция*.

М. Д. Галанин.

ФОТОМАГНИТОЭЛЕКТРИ́ЧЕСКИЙ ЭФФЕ́КТ (фотоэлектромагнитный эффект, Кикоина — Носкова эффект) — возникновение электрич. поля в полупроводнике, помещённом в магн. поле, при освещении его сильно поглощаемым светом.

Если на полупроводник падает свет, частота к-рого ω соответствует собств. поглощению: $\hbar\omega = \mathscr{E}_g$ ($\mathscr{E}_g$ — ширина запрещённой зоны *полупроводника*), то в тонком поверхност-

концы образца замкнуты, то в цепи возникает ток j_x, если разомкнуты, то — фотоэдс (см. *Фотогальванический эффект*).

В слабых магн. полях эдс Ф. э. пропорциональна магн. полю H и меняет знак при изменении направления H на противоположное (нечётный Ф. э.). Открыт И. К. Кикоиным и М. М. Носковым в 1933.

В слабых магн. полях ($\mu H/c \ll 1$, где μ — *подвижность носителей заряда*) плотность тока

$$j_x = -eD\frac{H}{c}(\mu_э + \mu_д)\frac{dn}{dy}.$$

Здесь D — коэф. *амбиполярной диффузии* носителей заряда, n — концентрация неравновесных носителей заряда. Вид распределения n в общем случае сложен; он зависит от диффузионно-рекомбинационных параметров полупроводника, от коэф. поглощения света и квантового выхода фотогенерации носителей.

Неоднородность плотности тока приводит на некороткозамкнутом образце к циркуляции тока ($\mathrm{rot}\,j \neq 0$): ток вблизи освещаемой поверхности течёт в одну сторону, а в глубине — в противоположную сторону. В образце с разомкнутыми контактами полный ток, протекающий через всё сечение, равен 0. Наличие замкнутого циркулирующего тока в полупроводнике было доказано экспериментально: насаженный на остриё иглы цилиндрич. образец из Ge при освещении в магн. поле непрерывно вращался вокруг оси (рис. 2).

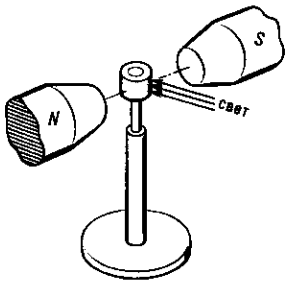


Рис. 2.

В результате действия магн. поля на замкнутый циркулирующий ток в образце, когда направления H и диффузионного потока избыточных носителей при освещении образца не перпендикулярны друг другу, в направлении проекции H на плоскость образца (bb', рис. 3) возникает фотоэдс, не меняющая знака при изменении направления H на противоположное (чётный эффект, Кикоин, 1934). В поликристаллич. образцах эдс чётного эффекта

$$U_{\circlearrowleft} \mu H^2 \sin 2\theta,$$

где θ — угол между диффузионным потоком носителей и H.

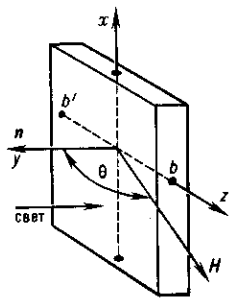


Рис. 3.

В монокристаллич. полупроводниках и чётный, и нечётный эффекты анизотропны — величина и знак эдс зависят от взаимной ориентации кристаллографич. осей и H. Т. к. анизотропия связана с анизотропией коэф. диффузии D носителей в присутствии магн. поля, то её исследование позволяет определить эфф. массы электронов и дырок вдоль разл. кристаллографич. осей образца.

При темп-рах $T \leqslant 20$ К из-за разогрева носителей падающим излучением помимо обычного Ф. э., обусловленного градиентом концентрации избыточных носителей, в образце возникает эдс, связанная с градиентом степени разогрева (фототермомагн. эффект).

На основе Ф. э. созданы простые и надёжные методы определения таких параметров полупроводников, как время жизни неравновесных носителей заряда, диффузионная длина, скорость поверхностной рекомбинации, а также детекторы излучения и магнитометры.

Лит.: Кикоин И. К., Лазарев С. Д., Фотоэлектромагнитный эффект, «УФН», 1978, т. 124, в. 4, с. 597.

С. Д. Лазарев.

ФОТО́МЕТР (от греч. phṓs, род. падеж phōtós — свет и metréō — измеряю) — прибор для измерения к.-л. из *фотометрических величин*, чаще других — одной или неск. *световых величин*. Ф. определённым образом пространственно выделяет *поток излучения* и регистрирует его приёмником с заданной *спектральной чувствительностью*. Оптич. блок Ф., иногда называемый фотометрич. головкой, содержит линзы, светорассеивающие пластинки, ослабители, светофильтры, диафрагмы и приёмник излучения. В визуальном Ф. равенство яркостей двух полей сравнения, освещаемых по отдельности сравниваемыми потоками излучения, устанавливается глазом. Ф. с физ. приёмниками, преобразующими поток излучения в электрич. сигнал, включают в себя электронные регистрирующие устройства типа гальванометра, микроамперметра, вольтметра. В импульсных Ф. применяются цифровая вычислит. техника и регистрирующие устройства типа запоминающего осциллографа, пикового вольтметра.

Оптич. схемы Ф. (рис.) для измерения размерных фотометрич. величин обеспечивают постоянство или изменение

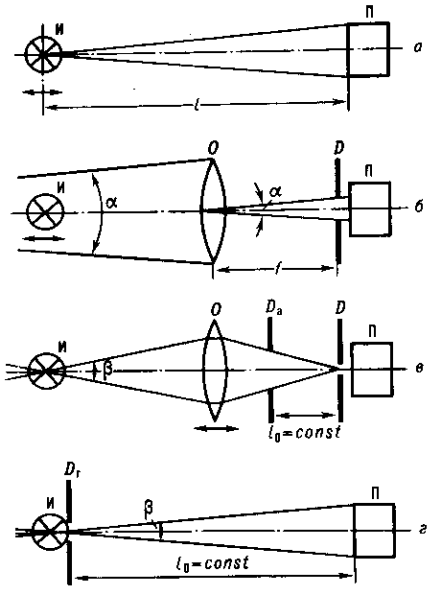


Рис. Принципиальные оптические схемы фотометров для измерения: *а* — освещённости и экспозиции, а также, с привлечением закона квадратов расстояний, силы света и освечивания; *б* — силы света и освечивания телецентрическим методом; *в* — яркости и интеграла импульса яркости с применением фокусирующей оптической системы; *г* — яркости с применением габаритной диафрагмы. И — источник света; П — приёмник излучения с исправляющими его спектральную чувствительность светофильтрами и ослабителями; O — объектив, имеющий фокусное расстояние f; D — диафрагма, устанавливаемая в фокальной плоскости (*б*) или в плоскости изображения источника (*в*); D_a — апертурная диафрагма; $D_г$ — габаритная диафрагма; α и β — угловые размеры фотометрируемых пучков лучей.

по определ. закону *геометрического фактора*. Зависимости фотометрич. величин от направления определяют на *гониофотометрах*. Измерение общего светового потока или потока излучения, распространяющегося от источника по всевозможным направлениям, осуществляется интегрирующим (шаровым) Ф., осн. часть к-рого — фотометрич. шар (шар Ульбрихта) — представляет собой сферич. оболочку диам. до 5 м с неселективно и диффузно отражающей (белой) внутр. поверхностью. Исследуемый источник помещается внутри шара и отделяется экраном от встроенного в поверхность шара приёмника излучения. Можно также фотометрируемый пучок излучения вводить в шар через небольшое (относительно его диаметра) отверстие в оболочке. Освещённость любого участка внутр. поверх-

ности шара, затенённой экраном от исследуемого источника, в результате многократных отражений пропорциональна общему световому потоку этого источника.

Для осуществления разл. фотометрич. экспериментов применяется фотометрич. скамья — устройство, предназначенное для установки и перемещения на точно измеряемое расстояние (обычно до 3—5 м) фотометрич. головок, источников света, светопоглощающих экранов и др. фотометрич. принадлежностей.

Ф. лазерного излучения строятся по схеме *г* (рис.) с учётом малой угл. расходимости и огранич. размеров поперечного сечения лазерного пучка, при этом диафрагма $D_Г$ устанавливается на мин. расстоянии от приёмника П ($l_0 \to 0$). При измерении общей мощности или энергии пучка лазерного излучения диаметр габаритной диафрагмы $D_Г$ должен быть больше поперечного размера $d_п$ этого пучка, а при измерении распределения поверхностной плотности мощности или энергии излучения по сечению пучка $d < d_п$ в необходимое для пространственного разрешения число раз.

Создание и применение импульсных Ф. сопряжено с необходимостью использования приёмников излучения с высоким разрешением во времени и широким динамич. диапазоном. Кроме того, в Ф. для сверхкоротких лазерных импульсов могут оказаться существенными длительность переходной или импульсной характеристики оптич. системы, возможные лучевые пробои оптич. элементов в местах фокусировки пучка, изменения коэф. пропускания сред и т. п. Для Ф. с абс. градуировкой характерны относительно большие систематич. погрешности измерений (обычно 10—20%); фотометрирование с погрешностью менее 5% возможно только в специализир. лабораториях.

Ф. для измерения отношения потоков излучения (коэф. пропускания и отражения образцов) имеют более высокую точность и строятся по одноканальной и двухканальной оптич. схемам. В однолучевом случае измеряется относит. уменьшение потока излучения при установке образца на пути луча. В двухлучевом случае ослабление образцом потока излучения в измерит. луче определяется по отношению к потоку излучения в т. н. опорном канале. Для уравнивания потоков излучения в каналах применяются регулируемые диафрагмы, фотометрич. клин и др. подобные устройства. Ф. для измерения коэф. пропускания и отражения светорассеивающих образцов строятся на базе фотометрич. шаров.

О спектрофотометрах см. в ст. *Спектральные приборы*. Ф. для измерения коэф. пропускания растворов веществ наз. хим. колориметром, а для измерения цвета объекта — трёхцветным колориметром (см. *Колориметр*).

Лит. см. при ст. *Фотометрия*. *А. С. Дойников.*

ФОТО́МЕТР ИНТЕГРИ́РУЮЩИЙ — шаровой *фотометр*, позволяющий определять *световой поток* по одному измерению. Осн. часть Ф. и. — фотометрич. шар (шар Ульбрихта), к-рый представляет собой полый шар (или полое тело иной формы) с внутр. поверхностью, окрашенной неселективной белой матовой краской. Диаметр шара, в к-рый помещается исследуемый источник излучения, должен значительно превышать размеры фотометрируемых источников света, вследствие чего для измерения световых потоков, напр. люминесцентных светильников, строят Ф. и. диаметром до 5 м. Иногда исследуемое излучение вводится в шар через небольшое по сравнению с его диаметром отверстие. *Освещённость* любой точки шара, экранированной от прямых лучей исследуемого источника, пропорциональна световому потоку этого источника (в общем случае — *потоку излучения*) и измеряется, напр., с помощью встроенного в шар фотоэлемента. Ф. и. широко применяется при световых и цветовых измерениях, в частности для измерения световых потоков ламп и светильников, коэффициентов отражения и пропускания.

Лит.: Тиходеев П. М., Световые измерения в светотехнике (Фотометрия), 2 изд., М.—Л., 1962. *Д. Н. Лазарев.*

ФОТОМЕТРИ́ЧЕСКИЕ ВЕЛИЧИ́НЫ — величины, характеризующие оптич. излучение или по его действию на те или иные селективные приёмники оптич. излучения — т. н. *редуцированные фотометрические величины*, или безотносительно к его действию на к.-л. приёмники излучения, а на основе единиц энергии — т. н. *энергетические фотометрические величины*.

ФОТОМЕТРИ́ЧЕСКИЙ ПАРАДО́КС (парадокс Ольберса, парадокс Шезо — Ольберса) — несоответствие наблюдениям оценки яркости ночного неба, вытекающей из гипотезы бесконечной статической однородной евклидовой Вселенной. В самом деле, в рамках этой гипотезы любой луч зрения должен пересечь поверхность какой-нибудь звезды (иными словами, всё небо должно быть сплошь покрыто звёздами). Следовательно, яркость ночного неба должна быть равна ср. яркости фотосферы звезды, что, естественно, противоречит наблюдениям (см. *Фоновое космическое излучение*).

Ф. п. обсуждался мн. авторами ещё в 18 в., впервые — Ж. Шезо (J. P. L. de Chéseaux, 1744), однако наиб. цитируемой работой по этому вопросу стала работа Г. Ольберса (H. W. Olbers, 1826). Пытаясь устранить противоречие, Ольберс предположил существование разреженной поглощающей материи, ослабляющей свет далёких звёзд. Однако, как указал Дж. Гершель (J. Herschel, 1848), это предположение не снимает противоречия, поскольку в рамках этой же гипотезы о Вселенной материя нагреется светом звёзд и станет излучать столько же энергии, сколько она поглотила.

Для разрешения Ф. п. достаточно вспомнить о конечности скорости света и отказаться от гипотезы о бесконечной статической однородной евклидовой Вселенной. Как впервые показал У. Томсон (W. Thomson, 1901), Ф. п. не имеет места (т. е. ночное небо должно быть тёмным, как оно и есть в действительности), если выполняются следующие три условия: скорость света конечна; время существования Вселенной конечно либо конечно время светимости звёзд; ср. расстояние между звёздами порядка неск. световых лет или более. Количественно, если возраст Вселенной или возраст звёзд $t_0 < 10^{14} L^3$ лет, где L — ср. расстояние между звёздами в световых годах, то звёзд недостаточно для того, чтобы полностью покрыть небо. Все эти три условия выполняются в совр. космологич. моделях. Иными словами, если мы смотрим на всё более удалённые звёзды или галактики, то видим картину далёкого прошлого (вследствие конечности скорости света) и в конце концов доходим до времени, когда галактики и др. компактные объекты ещё не существовали.

Космологич. *красное смещение*, к-рое возникает в расширяющейся Вселенной, качественно не меняет вывод об отсутствии Ф. п., а только приводит к дополнит. ослаблению светимости далёких компактных объектов (т. е. ночное небо делается ещё более тёмным). С др. стороны, в расширяющейся Вселенной имеет место совр. вариант Ф. п., к-рый уже не является парадоксальным: за удалёнными галактиками во всех направлениях луча зрения мы непосредственно видим поверхность рекомбинации водорода в горячей Вселенной — сферу радиусом, равным расстоянию, к-рое свет прошёл с момента времени в прошлом, когда излучение во Вселенной оторвалось от вещества и далее распространялось свободно (см. *Горячей Вселенной теория*). Красное смещение уменьшает темп-ру излучения, приходящего с этой поверхности, до $T = 2{,}73$ К. Это и есть реликтовое *микроволновое фоновое излучение*. Плотность его энергии на неск. порядков больше суммарной плотности энергии излучения звёзд. Слабые неоднородности яркости поверхности рекомбинации, вызванные неоднородными возмущениями метрики пространства-времени и плотности энергии вещества в горячей Вселенной, приводят к возникновению угл. флуктуаций темп-ры реликтового излучения на относит. уровне $\Delta T(\theta, \varphi)/T \approx \approx 10^{-5}$, к-рые предсказаны теорией и неоднократно наблюдались в разл. экспериментах (см. *Вселенная*, *Космология*, *Первичные флуктуации*). *А. А. Старобинский.*

ФОТОМЕ́ТРИЯ — раздел физ. оптики и метрологии, в к-ром рассматриваются энергетич. характеристики оптич. излучения в процессах его испускания, распространения и взаимодействия с веществом. При этом энергия излучения усредняется по малым интервалам времени, к-рые, однако, значительно превышают период исследуемых эл.-магн. колебаний. Ф. включает в себя как эксперим. методы и средства измерений фотометрич. величин, так и опирающиеся на эти величины теоретич. положения и расчёты.

Осн. энергетич. понятием Ф. является поток излучения Φ_e, имеющий физ. смысл мощности, переносимой эл.-магн. излучением. Пространств. распределение Φ_e описывают *энергетические фотометрические величины*, производные от потока излучения по площади и (или) телесному углу. Импульсное оптич. излучение, существующее в интервале времени, меньшем времени наблюдения, описывают распределением фотометрич. величин во времени и интегральными по времени фотометрич. величинами, такими, как *освечивание энергетическое*, *экспозиция*, интегральная (по времени) *яркость*. В узком смысле Ф. иногда называют измерения и расчёт *световых величин*, т.е. *редуцированных фотометрических величин*, в соответствии со *спектральной чувствительностью* т. н. среднего светлоадаптированного человеческого глаза (см. *Спектральная световая эффективность*). Применяются и др. редуцированные фотометрич. величины. Изучение зависимостей фотометрич. величин от длины волны излучения и спектральных плотностей энергетич. величин составляет предмет *спектрофотометрии* и спектрорадиометрии. Фундаментальный для Ф. закон $E=I/r^2$, согласно к-рому освещённость E изменяется обратно пропорцион. квадрату расстояния r от точечного источника с силой света I, был сформулирован И. Кеплером (I. Kepler) в 1604. Однако основоположником эксперим. Ф. считают П. Бугера (P. Bouguer), предложившего в 1729 визуальный метод количеств. сравнения источников света: установление равенства освещённостей соседних поверхностей путём изменения расстояний до источников. Методы визуальной Ф. применяются в отд. случаях и ныне и в результате работ отечеств. учёных, к-рые ввели понятие эквивалентной яркости, распространены на область малых яркостей.

Начатое И. Г. Ламбертом (I. H. Lambert) в 1760 развитие теоретич. методов Ф. нашло обобщённое выражение в теории светового поля, доведённой до стройной системы А. А. Гершуном в 30-х гг. 20 в. Совр. теоретич. Ф., в к-рой используется понятие *светового вектора*, распространена на *мутные среды*. Теоретич. Ф. основывается на соотношении $d\Phi_e=L_e dG$, выражающем в дифференц. форме закон квадратов расстояний; здесь $d\Phi_e$ — дифференциал потока излучения элементарного пучка лучей, dG — дифференциал *геометрического фактора* (меры множества лучей), L_e — энергетич. яркость излучения.

Фотометрич. свойства веществ и тел характеризуются коэф. пропускания τ, коэф. отражения ρ и коэф. поглощения α, к-рые для одного и того же тела связаны очевидным соотношением $\tau+\rho+\alpha=1$. Ослабление потока излучения узконаправл. пучка при прохождении через вещество описывается *Бугера — Ламберта — Бера законом*.

Эксперим. методы Ф. основаны на абс. и относит. измерениях потока излучения разл. селективными и неселективными приёмниками излучения. Для определения размерных фотометрич. величин применяют *фотометры* либо с непосредств. сравнением неизвестного и известного потоков излучения, либо предварительно градуированные в соответствующих единицах измерения энергетич. или редуцированных фотометрич. величин. В частности, для передачи значений световых величин обычно применяют сличаемые с государств. световым эталоном (*эталоном* одной из осн. единиц СИ — *канделы*) рабочие эталоны — светоизмерит. лампы (источники с известными фотометрич. характеристиками).

В Ф. лазерного излучения в осн. используются неселективные приёмники излучения, сличаемые с государств. эталонами мощности и энергии когерентного излучения лазеров. Измерение безразмерных величин τ и ρ выполняется фотометрами с применением относит. методов, путём регистрации отношения реакций линейного приёмника излучения на соответствующие потоки излучения. Применяется также уравнивание реакций линейного или нелинейного приёмника излучения изменением по определ. закону в известное число раз сравниваемых потоков излучения.

Эксперим. методы Ф. импульсного излучения, т. н. импульсной Ф., возникли на рубеже 19 и 20 вв. в результате исследований проблесковых огней маяков и светосигнальных устройств. Во 2-й пол. 20 в., в связи с широким распространением импульсных источников оптич. излучения (импульсных ламп, лазеров, светодиодов и др.), методы импульсной Ф. были существенно развиты с использованием импульсной эл.-измерит. техники, обработки сигналов в реальном масштабе времени, цифровой вычислит. техники и статистич. приёмов обработки измерит. информации. В 80-х гг. 20 в. также были развиты методы Ф. малых оптич. потерь в слабопоглощающих средах (кристаллах, стёклах, жидкостях и газах), высокоотражающих зеркалах, просветлённых поверхностях, чёрных телах, световодах, волоконно-оптич. кабелях и иных объектах, где отражение, рассеяние и поглощение излучения приводят к потерям энергии.

Теоретич. и эксперим. методы Ф. находят применение в светотехнике и технике сигнализации, в астрономии и астрофизике для исследования космич. источников излучения (см. *Астрофотометрия*) при расчёте *переноса излучения* в плазме газоразрядных источников света и звёзд, при хим. анализе веществ, в пирометрии, при расчётах теплообмена излучением и во мн. др. областях науки и производства.

Лит.: Тиходеев П. М., Световые измерения в светотехнике (Фотометрия), 2 изд., М.—Л., 1962; Бугер П., Оптический трактат о градации света, пер. с франц., М., 1950; Мешков В. В., Основы светотехники, 2 изд., ч. 1, М., 1979; Основы светотехники, 2 изд., ч. 2 — Мешков В. В., Матвеев А. Б., Физиологическая оптика и колориметрия, М., 1989; Гершун А. А., Избранные труды по фотометрии и светотехнике, М., 1958; Сапожников Р. А., Теоретическая фотометрия, 3 изд., М., 1977; Волькенштейн А. А., Визуальная фотометрия малых яркостей, М.—Л., 1965; Гуревич М. М., Фотометрия. Теория, методы и приборы, 2 изд., Л., 1983; Дойников А. С., Прикладная фотометрия, М., 1983 («Итоги науки и техники. Сер. Светотехника и инфракрасная техника», т. 5); Бухштаб М. А., Измерения малых оптических потерь, Л., 1988.

А. С. Дойников.

ФОТОМЕ́ТРИЯ ИМПУЛЬСНАЯ — направление *фотометрии*, изучающее импульсные световые потоки (длительность излучаемых импульсов меньше периода их повторения) и их применение для получения оптич. характеристик тел (*отражения коэффициент*, *пропускания коэффициент* и др.).

Основы Ф. и. заложены при исследованиях т. н. проблесковых огней (маяковых, сигнальных), к-рые были выполнены в кон. 19 — нач. 20 вв. Совр. развитие Ф. и. началось в 50—60-х гг. и связано с широким применением импульсных ламп и лазеров.

Ф. и. включает расчёт и измерение энергетич., пространств., спектральных и временных характеристик источников импульсного излучения, теоретич. обоснование методов и расчёт погрешностей измерений, а также метрологич. обеспечение единства измерений. Система фотометрич. величин дополняется в Ф. и. интегралами по времени от *энергетических фотометрических величин* и *световых величин* (*освечивание энергетическое*, *экспозиция*, интеграл яркости по времени), характеризующими энергию импульсов излучения, а также параметрами, используемыми в измерит. импульсной технике.

Развитие лазерной техники, и в особенности методов получения нано- и пикосекундных импульсов когерентного излучения, поставило перед Ф. и. задачи разработки новых методов измерений, таких, как детектирование световых импульсов нелинейными кристаллами (см. *Нелинейная оптика*), применение функций корреляции высших порядков и др., а также задачи создания приёмников излучения с высоким временным разрешением и широким динамич.

диапазоном. В Ф. и. интенсивных световых потоков учитывается, что плотности потоков излучения совр. импульсных источников часто достигают таких значений, при к-рых не выполняются нек-рые законы, используемые в классич. фотометрии, такие, как, напр., постоянство коэф. пропускания оптич. среды или спектральной чувствительности фотоприёмника вне зависимости от интенсивности излучения. В совр. Ф. и. широко применяется цифровая вычислит. техника, быстродействие к-рой согласуется с длительностью световых импульсов, что позволяет вести обработку информации в реальном масштабе времени.

Лит.: Волькенштейн А. А., Кувалдин Э. В., Фотоэлектрическая импульсная фотометрия, Л., 1975; Измерение энергетических параметров и характеристик лазерного излучения, под ред. А. Ф. Котюка, М., 1981.

Э. В. Кувалдин.

ФОТО́Н (γ) (от греч. phôs, род. падеж phōtós — свет) — *элементарная частица*, квант эл.-магн. поля. Масса покоя Ф. m_γ равна нулю (эксперим. ограничение $m_\gamma < 5 \cdot 10^{-60}$ г), и поэтому его скорость равна *скорости света*. Спин Ф. равен 1 (в единицах h), и, следовательно, Ф. относится к *бозонам*. Частица со *спином* J и ненулевой массой покоя, согласно квантовой механике, имеет $2J+1$ спиновых состояний, различающихся проекцией спина, но, поскольку $m_\gamma = 0$, Ф. может находиться только в двух спиновых состояниях с проекциями спина на направление движения (*спиральностью*) ± 1; этому свойству в классич. *электродинамике* соответствует поперечность эл.-магн. волны.

Т. к. не существует системы отсчёта, в к-рой Ф. покоится, ему нельзя приписать определ. *внутренней чётности*. По электрич. и магн. мультипольностям системы зарядов (2^l-поля; см. *Мультипольное излучение*), излучившей данный Ф., различают состояния Ф. электрич. и магн. типа; чётность электрич. мультипольного Ф. равна $(-1)^l$, магнитного — $(-1)^{l+1}$. Ф. — *истинно нейтральная частица* и поэтому обладает определ. *зарядовой чётностью* $C (C = -1)$. Кроме *электромагнитного взаимодействия* Ф. участвует в *гравитационном взаимодействии*.

Представление о Ф. возникло в ходе развития квантовой теории и теории относительности [термин «Ф.» был введён Г. Льюисом (G. Lewis) в 1929]. В 1900 М. Планк (M. Planck) получил ф-лу для спектра теплового излучения абсолютно чёрного тела (см. *Планка закон излучения*), исходя из предположения, что излучение эл.-магн. волн происходит определ. порциями — «квантами», энергия к-рых может принимать лишь дискретный ряд значений, кратных неделимой порции — кванту $\hbar\omega$, где ω — частота эл.-магн. волны. Развивая идею Планка, А. Эйнштейн ввёл гипотезу световых квантов, согласно к-рой эл.-магн. излучение само состоит из таких квантов, и на её основе объяснил ряд закономерностей фотоэффекта, люминесценции, фотохим. реакций. Построенная Эйнштейном спец. теория относительности (1905) создала предпосылки для того, чтобы считать эл.-магн. излучение одной из форм материи, а световые кванты — реальными элементарными частицами. В опытах А. Комптона (A. Compton) по рассеянию рентг. лучей было установлено, что кванты излучения подчиняются тем же кинематич. законам, что и частицы вещества, в частности квант излучения с частотой ω обладает также и импульсом $\hbar\omega/c$ (см. *Комптона эффект*).

В результате развития квантовой механики стало ясно, что ни наличие волновых свойств, проявляющихся в волновых свойствах света, ни способность исчезать или рождаться в актах поглощения и испускания не выделяют Ф. среди др. элементарных частиц. Оказалось, что всем частицам вещества, напр. электронам, присущи не только корпускулярные, но и волновые свойства, и была установлена возможность взаимопревращения элементарных частиц. Так, в эл.-статич. поле атомного ядра Ф. с энергией >1 МэВ может превратиться в электрон и позитрон (процесс *рождения пар*), а при столкновении электрона и позитрона может произойти их *аннигиляция* в два (или три) γ-кванта.

Квантовой теорией взаимодействия Ф. с заряж. лептонами с учётом их возможных взаимопревращений является *квантовая электродинамика*. Взаимодействие Ф. с адронами и атомными ядрами описывается с помощью разл. теоретич. моделей: векторной доминантности, модели *партонов* и др. В 60-х гг. была создана теория *электрослабого взаимодействия* — единая теория эл.-магн. и слабого взаимодействий, в к-рой Ф. выступает вместе с тремя гипотетич. «переносчиками» слабого взаимодействия — *промежуточными векторными бозонами*. В теориях, объединяющих разл. фундам. взаимодействия на основе *суперсимметрии*, Ф. имеет своего гипотетич. суперпартнёра — *фотино*.

Лит. см. при статьях *Электромагнитное взаимодействие*, *Электрослабое взаимодействие*.

Э. А. Тагиров.

ФОТО́ННОЕ ЭХО — когерентное излучение, испускаемое средой по окончании воздействия на неё последовательности интенсивных коротких импульсов резонансного эл.-магн. (светового) поля и обусловленное восстановлением фазового согласования между отд. излучателями. Эффект Ф. э. был предсказан в 1962 У. Х. Копвиллемом и В. Р. Нагибаровым и наблюдён экспериментально в 1964 И. Абеллой, Н. Курнитом и С. Хартманом.

Эффект Ф. э. является следствием динамики квантовых переходов в среде в условиях неоднородного уширения резонансной спектральной линии (см. *Уширение спектральных линий*) и по своей природе аналогичен *спиновому эху*. Рассмотрим поведение резонансного отклика среды при последовательном воздействии на неё двух импульсов излучения (рис. 1) с частотой ω, близкой к частоте

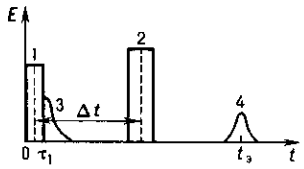


Рис. 1. Формирование двухимпульсного эха: 1, 2 — падающие импульсы; 3 — сигнал затухания свободной поляризации; 4 — импульс фотонного эха.

ω_{ba} разрешённого перехода между квантовыми уровнями a и b частиц веществ (атомов, молекул, примесных центров и т. п.). Первый, возбуждающий импульс переводит атомы, первоначально находившиеся в ниж. состоянии $|a\rangle$, в когерентную суперпозицию состояний $|a\rangle$ и $|b\rangle$, индуцируя тем самым элементарные диполи, колеблющиеся с частотой поля и связанные между собой по фазе. Вследствие этого образуется волна макроскопич. поляризации вещества с частотой ω и волновым вектором $\boldsymbol{k}_1$.

По окончании воздействия возбуждающего импульса амплитуда наведённой резонансной макроскопич. поляризации постепенно уменьшается (см. *Затухание свободной поляризации*). Это уменьшение обусловлено, во-первых, действием процессов необратимой релаксации (см. *Двухуровневая система*), к-рые ведут к потере когерентного возбуждения отд. излучателей с характерным временем $T_2 = \gamma^{-1}$ (γ — однородная полуширина линии). Во-вторых, оно связано с расфазировкой колебаний диполей, вызванной различием их собств. частот ω_{ba}. Эфф. скорость затухания из-за расфазировки определяется временем T_2^*; для гауссовой ф-ции распределения собств. частот $g(\omega_{ba} - \omega)$ это время определяется как

$$T_2^* = 2\sqrt{\ln 2}\,\gamma_н^{-1} g(\omega_{ba} - \omega),$$

где $\gamma_н$ — однородная полуширина спектральной линии на полувысоте, ω_0 — её центр. частота.

Если преобладает неоднородное уширение ($T_2 \gg T_2^*$), то макроскопич. поляризация успевает затухнуть, прежде чем релаксирует когерентное возбуждение отд. излучателей. Принципиально важно, что последний механизм затухания является о б р а т и м ы м. Под действием второго импульса длительностью $\tau_2 \ll T_2$ фазы атомных осцилляторов меняют знак, вследствие чего после его окончания ($t > t_3$) расфазировка излучателей сменяется их фазировкой. Это означает, что если по окончании первого импульса разность фаз $\delta\varphi$ двух любых атомных осцилляторов увеличивалась с пост. скоростью $\Delta\omega$, равной разности их собств. частот, то после обращения фаз $\delta\varphi$ убывает с той же

скоростью $\Delta\omega$. В результате формируется т. н. эхо-импульс поляризации среды, достигающей максимума в момент времени $t_э = 2\Delta t$, когда все осцилляторы оказываются вновь полностью сфазированными. Импульс когерентного эл.-магн. излучения, порождаемый эхо-поляризацией среды, и называется фотонным или световым эхом.

Описанный процесс можно наглядно пояснить, используя векторную модель двухуровневой системы и считая, что площади импульсов 1 и 2 равны соответственно $\theta_1 = \pi/2$ и $\theta_2 = \pi$. Полагаем, что

$$\theta_{1,2} = (d_{ba}/\hbar) \int_{-\infty}^{\infty} E_{1,2}(t)dt,$$

где d_{ba} — матричный элемент дипольного момента; см. *Пи-импульс*. Кроме того, полагаем, что $\omega = \omega_0$ и длительности импульсов $\tau_{1,2} \ll T_2, T_2^*$, а следовательно, их воздействие на все излучатели одинаково. Тогда к концу первого импульса векторы Блоха $\boldsymbol{R}$, представляющие состояние отд. резонансных атомов, оказываются повёрнутыми на угол $\pi/2$ и одинаково ориентированными вдоль оси 2 (рис. 2, *а*), так что «активная» составляющая макроскопич. поляризации достигает макс. величины. В дальнейшем в отсутствие электрич. поля возбуждающего импульса векторы Блоха отд. атомов прецессируют вокруг оси 3 каждый со своей угл. скоростью, равной $\Delta = \omega_0 - \omega_{ba}$, расходясь «веером» в плоскости 1—2 (рис. 2, *б*). Образование «веера» отражает процесс расфазировки излучателей.

Под действием второго импульса происходит поворот каждого из векторов $\boldsymbol{R}$ на 180° вокруг оси 1, в результате чего все фазы меняют знак (рис. 2, *в*). После окончания π-импульса векторы Блоха снова прецессируют вокруг оси 3 каждый со своей скоростью Δ, однако на этот раз прецессия ведёт к «свёртыванию веера»: в момент времени $t_э$ они оказываются опять одинаково ориентированными (рис. 2, *г*), что соответствует полной фазировке атомных излучателей.

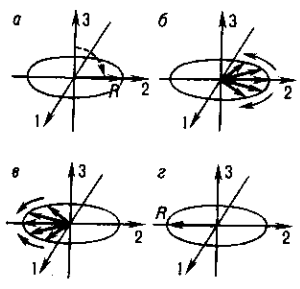


Рис. 2.

Расчёт интенсивности импульса Ф. э. при двухимпульсном возбуждении, основанный на ур-ниях для матрицы плотности ансамбля N двухуровневых систем, для случая $\tau_{1,2} \ll T_2, T_2^*$ даёт

$$I_э(t) \propto I_0 N^2 \sin^2\theta_1 \sin^4\frac{\theta_2}{2} \exp\left[-\frac{4\Delta t}{T_2} - \frac{2(t-\Delta t)}{T_2^{*2}}\right], \quad (*)$$

где I_0 — интенсивность спонтанного испускания отд. атома, ф-ция распределения $g(\omega_{ba} - \omega_0)$ предполагается гауссовой, а $\omega = \omega_0$. Интенсивность Ф. э. пропорциональна квадрату числа излучателей N — особенность, присущая эффектам коллективного испускания (см. *Сверхизлучение, Затухание свободной поляризации*). Из ф-лы (*) видно также, что $I_э$ достигает макс. величины при $\theta_1 = \pi/2$ и $\theta_2 = \pi$, т. е. когда падающие импульсы являются $\pi/2$- и π-импульсами соответственно.

При увеличении времени задержки между импульсами Δt интенсивность эха экспоненциально уменьшается с постоянной времени $T_2/4$, что объясняется действием процессов необратимой релаксации.

Кроме рассмотренного выше простейшего случая т. н. двухимпульсного, или первичного, эха существует целый ряд др. разновидностей Ф. э., получаемых в зависимости от используемой последовательности подаваемых извне импульсов: индуцированное (стимулированное) эхо, многократное эхо, эхо Карра — Парселла и т. п.

В отличие от спинового эха, сигналы Ф. э. испускаются в строго определённых направлениях. Так, волновой вектор двухимпульсного эха $\boldsymbol{k}_э$ определяется волновыми векторами первого $\boldsymbol{k}_1$ и второго $\boldsymbol{k}_2$ импульсов: $\boldsymbol{k}_э = 2\boldsymbol{k}_2 - \boldsymbol{k}_1$. Импульс индуцированного эха формируется последовательностью трёх импульсов и имеет волновой вектор $\boldsymbol{k}_и = \boldsymbol{k}_3 + \boldsymbol{k}_2 - \boldsymbol{k}_1$; при $\boldsymbol{k}_3 = -\boldsymbol{k}_2$ он распространяется в направлении, обратном $\boldsymbol{k}_1$.

Форма огибающей импульсов эха зависит от соотношения между длительностью падающих импульсов и временами T_2 и T_2^*. Так, в предельном случае $\tau_{1,2} \ll T_2, T_2^*$ форма импульса первичного эха является, по существу, временны́м фурье-образом спектрального распределения собств. частот $g(\omega_{ba} - \omega_0)$. В др. предельном случае $T_2^* \ll \tau_1 \ll T_2$ возбуждение среды «запоминает» форму первого импульса и она может быть воспроизведена в форме т. н. обращённого эха, когда второй импульс имеет вид стоячей волны.

На форме импульса Ф. э. сказывается также структура энергетич. уровней; расщепление уровней приводит к соответствующей модуляции огибающей эха.

Состояние поляризации эхо-излучения определяется состоянием поляризации возбуждающих импульсов и типом квантового перехода в веществе.

Эффекты типа Ф. э. возможны и при многофотонном возбуждении квантовых переходов, когда определ. комбинация частот падающих импульсов совпадает с частотой соответствующего квантового перехода. В этом случае, однако, формирующийся макроскопич. эхо-отклик среды может оказаться неизлучающим вследствие правил отбора (см. *Многофотонные процессы, Многофотонное поглощение*). Для его наблюдения можно использовать дополнительное (пробное) излучение, в поле к-рого эхо-отклик вовлекается в процесс параметрич. смешения частот.

Для наблюдения Ф. э. используются в осн. метод возбуждения соответствующей последовательностью коротких лазерных импульсов и метод штарковского переключения частоты квантового перехода короткими импульсами эл.-статич. поля (см. *Штарка эффект*), настраивающими частоту перехода в резонанс с непрерывным лазерным излучением.

Применения Ф. э. весьма разнообразны. Оно используется в *нелинейной спектроскопии* для измерения времён релаксации, исследования тонкой и сверхтонкой структур квантовых уровней энергии, изучения параметров столкновений в газах, идентификации типов квантовых переходов и т. д. Перспективны приложения эффектов Ф. э. в *динамической голографии*, в системах *оптической обработки информации*, в частности в системах оперативной памяти в *оптических компьютерах*, и т. д.

Лит.: Аллен Л., Эберли Дж., Оптический резонанс и двухуровневые атомы, пер. с англ., М., 1978; Шумейкер Р., Когерентная инфракрасная спектроскопия нестационарных процессов, в кн.: Лазерная и когерентная спектроскопия, пер. с англ., М., 1982; Манькин Э. А., Самарцев В. В., Оптическая эхо-спектроскопия, М., 1984.

К. Н. Драбович.

ФОТОПРОВОДИ́МОСТЬ (фоторезистивный эффект) — изменение электропроводности среды, обусловленное действием эл.-магн. излучения. Ярко выражена в полупроводниках и диэлектриках. Впервые наблюдалась У. Смитом (W. Smith, 1873) в аморфном Si (см. *Аморфные и стеклообразные полупроводники*). Ф. возникает из-за изменения либо концентрации носителей заряда (концентрационная Ф.), либо их подвижности под действием излучения (см. *Подвижность носителей заряда*). В зависимости от механизма поглощения излучения различают Ф. собственную, примесную и внутризонную.

Собственная и примесная фотопроводимости. В основе собств. и примесной Ф. лежит внутр. фотоэффект, т. е. либо оптич. генерация пар электрон — дырка (при собственной Ф.), либо фотоотрыв носителя заряда от заряж. примесного центра (при примесной Ф.). Генерируемые при внутр. фотоэффекте свободные носители заряда наз. фотоносителями.

Изменение уд. электропроводности σ однородного полупроводника под действием излучения равно

$$\Delta\sigma = e(\mu_n \Delta n + \mu_p \Delta p),$$

где Δn, Δp — изменения концентраций электронов проводи-

мости (n) и дырок (p), μ_n, μ_p — их подвижности. Величины Δn, Δp определяются *квантовым выходом* Y внутр. фотоэффекта, т. е. числом генерируемых электронно-дырочных пар (при собств. Ф.) или числом генерируемых носителей (при примесной Ф.) в расчёте на один поглощённый фотон, а также временем жизни фотоносителей (до их рекомбинации или захвата примесными центрами). Если Ф. (собственная) определяется подвижными фотоносителями обоих знаков, её называют биполярной. В тех случаях, когда хотя и генерируются фотоносители обоих знаков, но фотоносители одного типа имеют ничтожные подвижность и время жизни, а также при примесной Ф., когда генерируются фотоносители только одного знака, Ф. наз. монополярной.

Так как импульс фотона, как правило, пренебрежимо мал по сравнению с импульсом электрона, требование одноврем. выполнения законов сохранения энергии и импульса приводит к тому, что переходы электронов с участием только одного фотона оказываются возможными лишь между состояниями, в к-рых импульс электрона практически один и тот же («прямые», или «вертикальные», переходы). Однако этот запрет может нарушаться за счёт взаимодействия электронов или дырок с фононами. Последнее приводит к «непрямым» переходам с изменением как энергии, так и импульса электрона и испусканием или поглощением *фонона*. Исследования зависимости Ф. от энергии фотонов $\hbar\omega$ позволяют по их мин. энергии, ещё вызывающей Ф., определять энергетич. щели между уровнями или зонами (см. *Полупроводники*).

Внутризонная фотопроводимость связана с изменением подвижности носителей заряда при их перераспределении по энергетич. состояниям в результате поглощения излучения. К процессам, вызывающим внутризонную Ф., относят: оптич. переходы носителей заряда внутри одной зоны, к-рые возможны благодаря рассеянию носителей на примесях и фононах (см. *Рассеяние носителей заряда* в твёрдом теле); прямые оптич. переходы между подзонами дырочной зоны в полупроводниках p-типа («лёгкие» и «тяжёлые» дырки, см. *Зонная теория*); переходы между подзонами размерного квантования в полупроводниковых структурах (см. *Квантовые размерные эффекты*). Внутризонная Ф. впервые наблюдалась Моссом и Хокинзом (1960) в p-Ge (переходы между подзонами дырок) и Роллином (1961) в n-InSb (внутризонное поглощение).

При внутризонной Ф. может изменяться подвижность как тех носителей, к-рые непосредственно поглотили излучение, так и всех носителей заряда из-за перераспределения поглощённой энергии, обусловленного *межэлектронным рассеянием*. Как правило, определяющую роль играет второй процесс. Если время перераспределения энергии мало по сравнению с временем релаксации энергии носителей τ, то Ф. можно рассматривать как результат изменения темп-ры газа носителей T_n при поглощении излучения. В этом случае $\Delta\sigma \subset d\mu/dT_n$. Знак $d\mu/dT_n$ и $\Delta\sigma$ может быть как положительным, так и отрицательным. Знак $\Delta\sigma$ определяется также знаком изменения электронной темп-ры δT_e. Как правило, $\delta T_e > 0$, однако возможно охлаждение газа при поглощении света. Охлаждение наблюдается, напр., в p-Ge при оптич. переходе дырок из подзоны «тяжёлых» дырок в подзону «лёгких» и быстром рассеянии энергии «лёгких» дырок на оптич. фононах. С изменением энергии фотонов $\hbar\omega$ знак $\Delta\sigma$ изменяется и внутризонная Ф. осциллирует, изменяя знак.

«Остывание» фотоносителей. Если генерируемые светом носители имеют энергии $\mathscr{E}$, превышающие ширину запрещённой зоны $\mathscr{E}_g$ полупроводника, то такие т. н. горячие носители могут терять энергию на создание дополнит. электронно-дырочных пар; в результате $Y > 1$ (рис. 1). Длина пробега носителей при этом зависит от $\mathscr{E}$ и меняется от неск. нм при $\mathscr{E} \leqslant 10$ эВ до 1 нм при $\mathscr{E} \sim 100$ эВ и до неск. десятков нм при $\mathscr{E} > 1$ кэВ (время пробега $\tau \sim 10^{-14}$ с). При $\mathscr{E} < \mathscr{E}_g$ осн. механизм потерь энергии — рассеяние на фононах. При $\mathscr{E}$, превышающих энергию $\hbar\Omega$ оптич. фонона, носители теряют энергию путём последоват. испускания оптич. фононов. При этом характерное время их пробега $\tau_{опт} \sim 10^{-13}$ с. После того как остаточная энергия носителей $\mathscr{E}_{ост}$ оказывается меньше $\mathscr{E}_g$, дальнейшее их «остывание» происходит путём испускания акустич. фононов или за счёт межэлектронных столкновений. Соответствующие времена релаксации энергии на неск. порядков больше $\tau_{опт}$ (см. *Горячие электроны*).

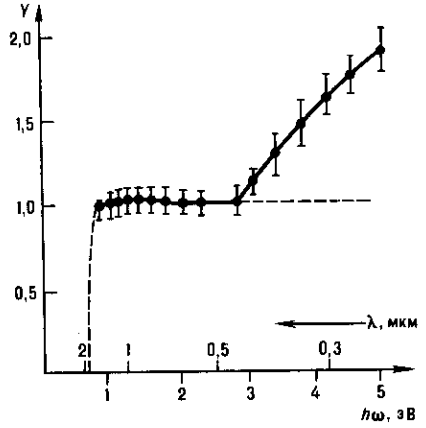


Рис. 1. Зависимость квантового выхода Y в Ge от энергии фотонов.

Остаточная энергия носителей, быстро испустивших максимально возможное число ($n_{макс}$) оптич. фононов, равна $\mathscr{E}_{ост} = \hbar\omega - n_{макс}\hbar\Omega$. Она изменяется от 0 до $\hbar\Omega$ в зависимости от $\hbar\omega$. В слаболегированных полупроводниках эфф. подвижность горячих фотоносителей зависит от $\mathscr{E}_{ост}$, поэтому $\Delta\sigma$ осциллирует как ф-ция $\hbar\omega$ с частотой Ω. В сильнолегированных полупроводниках энергия $\mathscr{E}_{ост}$ передаётся сначала не акустич. фононам, а газу носителей; в зависимости от величины переданной энергии изменяется ср. подвижность носителей. Это также приводит к осцилляциям $\Delta\sigma$ с частотой ω.

Спектр фотоносителей. Благодаря зависимости квантового выхода Y от энергии фотонов $\hbar\omega$ (рис. 1) спектр Ф. отличается от спектра оптич. поглощения кристаллов. Отличие возникает также из-за того, что процесс «остывания» фотоносителей не является мгновенным: поэтому часть их может иметь энергии, значительно превышающие равновесную энергию при данной темп-ре кристалла. Вклад этих «горячих» фотоносителей в Ф. зависит от отношения между временем релаксации энергии и временем жизни носителей, а также от первонач. энергии фотоносителей. На кривых рис. 2 и рис. 3 отчётливо проявляется резкий длинноволновый спад Ф. По его положению можно определить ширину запрещённой зоны $\mathscr{E}_g$.

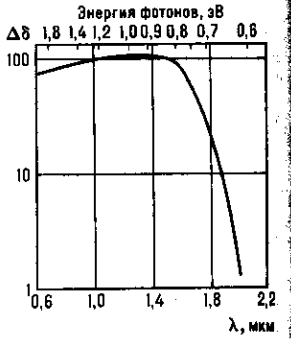


Рис. 2. Спектральное распределение собственной фотопроводимости в Ge.

Зависимость $\Delta\sigma$ от интенсивности излучения. Анизотропия фотопроводимости. Обычно при малых интенсивностях I излучения Ф. пропорциональна I, т. е. тензор изменения электропроводности $\Delta\sigma_{ij}$ является билинейной ф-цией компонент электрич. вектора E_k поля излучения ($k = x, y,$

z): $\Delta\sigma_{ij}=\gamma_{ijkl}E_kE_l$. Тензор 4-го ранга γ_{ijkl} наз. тензором Ф. Он определяет не только величину $\Delta\sigma$, но и её анизотропию.

Ф. анизотропна даже в средах с изотропными статич. электропроводностью и оптич. *диэлектрической проницаемостью*. Это проявляется в зависимости Ф., возникающей

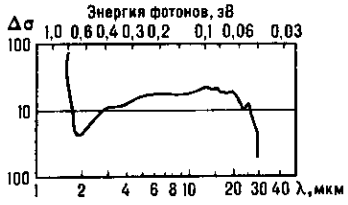


Рис. 3. Спектральное распределение примесной проводимости в Ge, связанное с примесью Cu.

под действием поляризованного излучения, от ориентации плоскости поляризации света относительно кристаллографич. осей, а также в появлении поперечного электрич. поля и поперечной фотоэдс между боковыми контактами образца. Один из возможных механизмов анизотропных фотоэлектрич. эффектов состоит в анизотропии распределения по квазиимпульсам фотоэлектронов, генерируемых поляризованным излучением. Анизотропные фотоэлектрич. эффекты в изотропных средах описываются определ. компонентами тензора γ_{ijkl}.

Инерционность фотопроводимости определяется наиб. временем релаксации кинетич. процессов, к-рые определяют Ф. Обычно это время жизни фотоносителей, а в случае внутризонной Ф.— время рассеяния энергии или время межподзонной релаксации. Время жизни фотоносителей уменьшается по мере увеличения концентрации *рекомбинационных центров* (или захватывающих примесных центров), но оно не может быть меньше времени релаксации энергии в том же материале.

Ф. следует отличать от болометрич. эффекта — изменения проводимости при нагреве полупроводника излучением, когда одинаково повышаются T как электронной подсистемы, так и подсистемы фононов; в отличие от Ф., инерционность болометрич. эффекта определяется теплопроводностью — скоростью передачи тепла термостату (см. *Болометр*).

В нек-рых веществах при низких темп-рах время релаксации Ф. столь велико, что вызванное облучением изменение проводимости $\Delta\sigma$ не падает заметно со временем (замороженная Ф.). Существуют два осн. механизма возникновения замороженной Ф. Первый связан с разделением неравновесных носителей внутр. электрич. полями неоднородностей. При этом для рекомбинации требуется преодоление высокого потенц. барьера, что приводит к экспоненциальному возрастанию времени жизни неравновесных носителей. Замороженная Ф. такого типа чаще всего встречается в соединениях $A^{II}B^{VI}$. Второй механизм связан с наличием центров, сильно взаимодействующих с кристаллич. решёткой. Захват носителей на них требует перестройки решётки и потому осуществляется аномально медленно. Примером таких центров являются т. н. *DX*-центры в *твёрдых растворах* $Al_xGa_{1-x}As$, приводящие к замороженной Ф. в *гетероструктурах* $GaAs-Al_xGa_{1-x}As$. Явление замороженной Ф. может использоваться в системах оптич. памяти, но играет и отрицат. роль, приводя к временной нестабильности характеристик полупроводниковых приборов.

Аномальная фотопроводимость. В ряде случаев величина Ф. не зависит от интенсивности излучения (при стационарном освещении) и зависит лишь от его спектрального состава. Такая аномальная Ф. впервые обнаружена в плёнках аморфного Si (после выдержки в парах Hg) в 1961. Максимум Ф. соответствует $\lambda\approx0{,}76-1$ мкм. С ростом темп-ры λ увеличивается, а при $T>180$ К аномальная Ф. исчезает, что, вероятно, объясняется наличием удерживающих центров или неоднородностью проводимости. На основе аномальной Ф. возможно создание детекторов цвета и элементов памяти.

На явлении Ф. основана работа чувствительных полупроводниковых приёмников излучения (см. *Фоторезистор*).

Лит.: Таук Я., Фото- и термоэлектрические явления в полупроводниках, пер. с чеш., М., 1962; Рывкин С. М., Фотоэлектрические явления в полупроводниках, М., 1963; Moss T. S., Hawkins T. D. H., Interband photoconductivity in germanium, «Proc. Phys. Soc.», 1960, v. 76, p. 565; Rollin B. V., Detection of millimetre and sub-millimetre wave radiation by free carrier absorption in a semiconductor, «Proc. Phys. Soc.», 1961, v. 77, p. 1102; Фотопроводимость. Сб. ст., пер. с англ., М., 1967; Шейнкман М. К., Шик А. Я., Долговременные релаксации и остаточная проводимость в полупроводниках, «ФТП», 1976, т. 10, с. 209; Корсунский М. И., Аномальная фотопроводимость и спектральная память в полупроводниковых системах, М., 1978.

Е. В. Берегулин, С. Д. Ганичев, Ш. М. Коган, А. Я. Шик, И. С. Шлимак.

ФОТОРЕЗИ́СТОР — полупроводниковый резистор, изменяющий своё электрич. сопротивление под действием внеш. эл.-магн. излучения. Ф. относятся к фотоэлектрич. приёмникам излучения, их принцип действия основан на внутр. фотоэффекте в полупроводниках (см. *Фотопроводимость*). Основу Ф. составляет слой (или плёнка) полупроводникового материала на подложке (или без неё) с нанесёнными на него электродами, посредством к-рых Ф. подключается к электрич. цепи. Фоторезистивный слой получается, напр., прессованием порошка или распылением водно-спиртовой суспензии полупроводникового материала непосредственно на поверхности подложки, хим. осаждением, эпитаксией, напылением. Полученные т. о. слои (плёнки) могут подвергаться отжигу. В зависимости от назначения Ф. могут быть одно- и многоэлементные (мозаичные), с охлаждением и без, открытые и герметизированные, выполненные в виде отд. изделия или в составе интегральных схем. Для расширения функцион. возможностей Ф. дополняют фильтрами, линзами, растрами (оптич. модуляторами), предварит. усилителями (в микроминиатюрном исполнении), термостатами, подсветкой, системами охлаждения и др. (рис. 1).

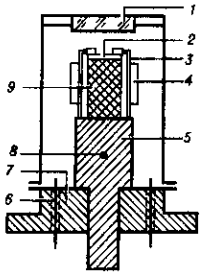


Рис. , 1. Охлаждаемый фоторезистор: *1* — входное окно; *2* — фоточувствительный элемент; *3* — контактная колодка; *4* — предусилитель; *5* — теплоотвод; *6* — электрические выводы; *7* — основание; *8* — терморезистор; *9* — термоэлектрический охладитель.

Основные параметры фоторезистора: темновое сопротивление (10^1-10^{14} Ом); спектральный диапазон чувствительности (0,5—120 мкм); постоянная времени ($10^{-2}-10^{-9}$ с); вольтовая чувствительность (10^3-10^6 В/Вт); об-

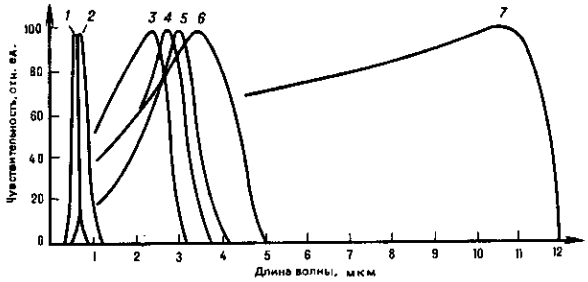


Рис. 2. Кривые спектральной чувствительности фоторезисторов на основе CdS (кривая *1*), CdSe (*2*), PbS (*3*), твёрдого раствора PbS — PbSe (*4*, *5*), PbSe (*6*), PbSn(Te) (*7*).

наружительная способность (10^8—10^{16} см·Гц$^{1/2}$·Вт$^{-1}$); температурный коэф. чувствительности (0,1—5%/К); рабочее напряжение (0,1—100 В).

Ф. обладают избирательностью к внеш. излучению: так, Ф. на основе CdS и CdSe чувствительны к видимому, УФ-, рентг. и γ-излучениям, а также к ближнему ИК-излучению; Ф. на основе PbS, PbSe, InSb, CdHgTe и PbSnSe — к ИК-излучению с длиной волны до 14 мкм (рис. 2), а на основе легированных Si и Ge — до 40 мкм. Высокая чувствительность, стабильность фотоэлектрич. характеристик во времени, малая инерционность, простота устройства, допускающая разнообразное конструктивно-технол. исполнение, способность работать в широком диапазоне механич. и климатич. воздействий обусловили широкое использование Ф. в приборах и устройствах *оптоэлектроники*. (См. также *Полупроводниковые материалы*, *Полупроводниковые приборы*.)

Лит.: Олеск А. О., Фоторезисторы, М.—Л., 1966; Пасынков В. В., Чиркин Л. К., Шинков А. Д., Полупроводниковые приборы, 4 изд., М., 1987. *А. О. Олеск.*

ФОТОРЕЗИ́СТЫ — материалы органич. и неорганич. происхождения, чувствительные к оптич. излучению видимого или УФ-диапазона; применяются в *фотолитографии* для получения рельефного покрытия заданной топологии. Формирование в слое Ф., нанесённого на к.-л. подложку, рельефных областей заданной конфигурации происходит в результате его локального экспонирования и последующего проявления. При локальном экспонировании в Ф. идут физ.-хим. превращения с изменением размера, структуры или полярности молекул, ведущие к изменению свойств покрытий и возможности удаления при проявлении облучённых или необлучённых участков. Если в результате экспонирования хорошо растворимыми становятся облучённые участки и они удаляются в процессе проявления, то Ф. наз. позитивным; если в процессе проявления удаляются необлучённые участки, Ф. наз. негативным. Полученное таким способом рельефное покрытие служит защитой нижележащего рабочего слоя от воздействия травлений.

Ф. используют в виде жидких композиций, к-рые наносят на рабочий слой с помощью центрифуг, валков или пульверизаторов и формируют плёнки толщиной от десятых долей до десятков микрон. Большей разрешающей способностью обладают т. н. вакуумные позитивные и негативные Ф., к-рые представляют собой слои мин. толщины, полученные методом вакуумного напыления. Кроме того, применяются т. н. сухие плёночные Ф.— пластичные светочувствит. слои толщиной 10—100 мкм, заключённые между лавсановой плёнкой — основой — и защитной полиэтиленовой плёнкой. Слои наносятся на подложку накаткой.

В качестве жидких позитивных Ф. используют составы на основе светочувствит. производных *о*-диазокетонов и плёнкообразующих фенольных и др. смол. Из числа негативных жидких Ф.— на основе сенсибилизированного поливинилциннамата, поливинилового спирта и полиизопреновых циклокаучуков со светочувствит. диазидами. Вакуумные Ф. представляют собой слои красителей, циннаматов, халькогенидных стёкол и др. В сухих плёночных Ф. в качестве светочувствит. слоя применяют сенсибилизированные фотополимеризующиеся композиции с акрилатными мономерами и олигомерами, к-рые резко изменяют свою растворимость под действием УФ- и видимого света вследствие образования пространственно сшитой полимерной структуры.

Ф. чувствительны к излучению в широком спектральном диапазоне УФ- и видимого излучений, но особенно широко используется УФ-излучение ртутных ламп и эксимерных лазеров, что наиб. приемлемо в пром. условиях производства *интегральных схем* для микроэлектроники. В зависимости от типа Ф. их светочувствительность находится в пределах 2—20 см^2/Дж, а разрешающая способность — 100—1000 мм$^{-1}$. Микродефектность (число невытравленных точек на проявленных участках после проявления) для лучших Ф. достигает 0,05 см$^{-2}$.

Жидкие и вакуумные Ф. используют в осн. в микроэлектронике для создания интегральных схем. Кроме того, жидкие Ф. применяют в фототехнологии изготовления элементов голограммной, а также элементов и схем интегральной оптики. Сухие плёночные Ф. используют для изготовления печатных плат.

Лит.: Боков Ю. С., Фото-, электронно- и рентгенорезисты, М., 1982; Светочувствительные полимерные материалы, под ред. А. В. Ельцова, Л., 1985; «Журнал научной и прикладной фотографии и кинематографии», 1991, т. 36, № 3. *В. А. Барачевский.*

ФОТОРЕЗОНА́НСНАЯ ПЛА́ЗМА — *низкотемпературная плазма*, образующаяся в результате воздействия на газ монохроматич. излучения, частота к-рого соответствует энергии резонансного перехода в атоме газа. Впервые такой способ создания плазмы был реализован в 1930 Моллером и Бокнером, наблюдавшими появление ионов при облучении паров цезия излучением резонансной цезиевой лампы. Детальные исследования Ф. п. начались в 1967 также с использованием резонансного излучения газоразрядных ламп. Возможности исследования Ф. п., а также круг её применений существенно расширились после создания перестраиваемых по частоте лазеров на жидких красителях. Это позволило значительно увеличить пропускаемые через газ потоки резонансного излучения, а также расширить класс атомов, на основе к-рых получена Ф. п.

Обычно для создания Ф. п. используются пары металлов первой и второй групп (Li, Na, Rb, Cs, Ba, Mg, Sr), поскольку излучение, соответствующее резонансным переходам атомов этих металлов, легко получается с помощью совр. перестраиваемых жидкостных лазеров. Обычно при создании и исследовании Ф. п. давление паров металла изменяется в диапазоне 0,1—10 тор, давление буферного газа, в качестве к-рого используются инертные газы, составляет десятки тор. Интенсивность лазерного излучения, к-рое фокусируется в пятно размером ~0,1 см, составляет ~10^5—10^7 Вт/см^2, что существенно превышает параметр насыщения для резонансного перехода. При этом заселённости осн. и резонансно возбуждённого состояний практически равны друг другу (с точностью до статистич. весов состояний). При воздействии излучения указанной интенсивности на пары металла уже в течение $10^{-8} \div 10^{-7}$ с образуется Ф. п. со степенью ионизации, близкой к единице. Формирование Ф. п. происходит в результате сложной последовательности столкновительных процессов с участием возбуждённых атомов, гл. роль играют ассоциативная ионизация и ступенчатая ионизация атомов электронным ударом.

Осн. отличие Ф. п. связано со способом её формирования и заключается в том, что аномально высокие, сверхравновесные значения плотности заряж. частиц (~$10^{15} \div 10^{16}$ см$^{-3}$) достигаются при весьма низких значениях электронной темп-ры (~0,3÷0,5 эВ). Т. о., в Ф. п. сравнительно легко нарушаются условия идеальности, согласно к-рым ср. потенц. энергия кулоновского взаимодействия заряж. частиц много меньше их характерной тепловой энергии. Это делает Ф. п. удобным объектом исследования электрич. и термодинамич. свойств *неидеальной плазмы*.

Важнейшее направление использования Ф. п. связано с высокой чувствительностью её электрич. свойств к степени совпадения частоты лазерного излучения с частотой резонансного перехода в атоме. Это позволяет использовать Ф. п. как нелинейный оптич. элемент для преобразования и стабилизации частоты лазерного излучения, а также для анализа содержания примесей атомов и молекул, резонансно поглощающих лазерное излучение. Ф. п. служит удобным средством получения ионных пучков заданного состава, что связано с высоким коэф. преобразования энергии лазерного излучения в энергию ионов. Ф. п. широко используется при изучении элементарных процессов в низкотемпературной плазме. Эти исследования дали богатую информацию о параметрах и механизмах процессов ионизации при участии возбуждённых атомов.

Лит.: Ключарев А. Н., Безуглов Н. Н., Процессы возбуждения и ионизации атомов при поглощении света, Л., 1983; Бете-

ров И. М., Елецкий А. В., Смирнов Б. М., Плазма резонансного излучения (фоторезонансная плазма), «УФН», 1988, т. 155, с. 265; Елецкий А. В., Зайцев Ю. Н., Фомичев С. В., Кинетика формирования и параметры фоторезонансной плазмы, «ЖЭТФ», 1988, т. 94, в. 5, с. 98. *А. В. Елецкий.*

ФОТОСИ́НТЕЗ (от греч. phôs , род. падеж phōtós — свет и sýnthesis — соединение) — процесс образования органич. соединений клетками высших растений, водорослей и некрых бактерий за счёт энергии света, поглощённой пигментами (хлорофиллом, бактериохлорофиллом). Ф. — осн. процесс в биосфере, ведущий к запасанию энергии света в виде энергии хим. связей восстановленных соединений (углеводов), образующихся из CO_2 и H_2O. Суммарное ур-ние Ф. имеет вид

$$6CO_2+6H_2O\rightarrow C_6H_{12}O_6+6O_2,$$

т.е. в процессе Ф. образуется молекула шестиуглеродного сахара, запасающая 112 ккал/моль, и выделяется свободный кислород. Мир гетеротрофных организмов (большинство бактерий, животные, человек) потребляет для своей жизни свободную энергию продуктов Ф. и выделившийся кислород. За год на Земле образуется $150\cdot10^9$ т органич. вещества и выделяется ок. $200\cdot10^9$ т свободного кислорода.

Ф. можно разделить на 2 стадии: световую и темновую. Основа световой стадии — система окислительно-восстановит. реакций, в ходе к-рых происходит поглощение фотона $h\nu$ пигментами и затем транспорт электронов по цепи переносчиков, расположенных в фотосинтетич. биол. мембранах. Конечные продукты световой стадии Ф. — восстановленный никотинамидаденинуклеотиддифосфат (НАДФ-Н) и аденозинтрифосфорная к-та (АТФ) — используются в темновой стадии восстановления CO_2 (цикл Кальвина) и образования углеводов. На рис. приведена схема первичных процессов (световая стадия) Ф. высших растений. В них участвуют две последоват. фотохим. реакции, в каждой из к-рых поглощение кванта света приводит к отрыву электрона от пигмента и восстановлению переносчиков в цепи Ф. Этот процесс протекает в реакционных центрах (РЦ) фотосистем I и II с участием в реакционных центрах фотоактивного пигмента (Р) — первичного донора электрона. Фотосистема II (ФС II) обеспечивает перенос электрона от молекулы воды и восстановление подвижного переносчика пластохинона ($П_х$). Образованный при отрыве электрона хлорофилл (P^+) ФС II обладает высоким окислительно-восстановит. потенциалом ($U\approx+1{,}0$ В) и отрывает электрон у молекулы воды ($U\approx0{,}8$ В) через систему ферментов, в результате чего выделяется кислород (в процессе выделения одной молекулы O_2 участвуют 4 электрона). Подвижный $П_х$ диффундирует через мембрану и передаёт электрон через кластер, состоящий из большого числа молекул $П_х$, в макромолекулярный комплекс, содержащий цитохромы f и b_6, от к-рого затем через подвижный пластоцианин $П_ц$ электрон попадает на фотоактивный хлорофилл ФС I. Возбуждение ФС I приводит к восстановлению акцепторной части цепи ферредоксин — НАДФ, а окисленный хлорофилл ФС I восстанавливается от $П_ц$.

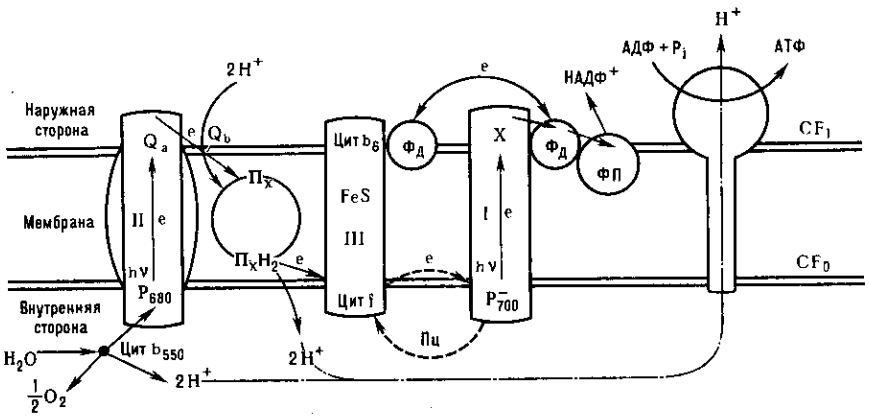


Рис. Схема световой стадии фотосинтеза высших растений: I — комплекс фотосистемы ФС I; II — комплекс ФС II; III — цитохромный b_6 — f-комплекс; CF_1 — CF_0 — сопрягающий комплекс; $Ф_д$ — ферредоксин, ФП — флавопротеиновая $Ф_д$ — НАДФ-редуктаза; пути транспорта электрона e обозначены стрелками; Q_a — Q_b — вторичные акцепторы хинонной природы.

В 30-х гг. 20 в. было показано, что выделение одной молекулы O_2 после короткой ($\lesssim10^{-5}$ с) световой вспышки происходит за время $\sim$0,04—0,1 с, соответствующее времени пролёта электрона по цепи реакций от H_2O до конечных продуктов световой стадии, и что в реакции выделения O_2 участвуют $\sim$300 молекул хлорофилла, объединённых в фотосинтетич. единицу (ФСЕ). Один фотон $h\nu$, поглощённый любой молекулой хлорофилла из 300, может вызвать однократный фотохим. процесс, если попадает в фотоактивный пигмент (Р) в РЦ в результате миграции энергии. Т. о., РЦ являются тушителями электронного возбуждённого состояния пигментов Ф. Действительно, длительность существования синглетного возбуждённого состояния в растворе хлорофилла, измеряемая по длительности затухания его *флуоресценции*, составляет $\tau=5\cdot10^{-9}$ с. В фотосинтетич. мембранах с активными РЦ $\tau\approx100$ пс (для пигментов светособирающей антенны ФСЕ). В мутантах фотосинтезирующих организмов, лишённых РЦ, значение τ близко к 4,0—4,5 пс, что указывает на отсутствие тепловой диссипации энергии при её миграции в антенне. Детальное исследование флуоресценции фотосинтетич. пигментов, возбуждённых пикосекундными лазерными импульсами (см. *Фемтосекундная спектроскопия*), показало наличие неск. компонент затухания флуоресценции, к-рые отражают процессы миграции энергии по антенне, захвата энергии возбуждения и стабилизации разделённых зарядов в РЦ. При относительно сильных взаимодействиях между молекулами пигментов (энергия взаимодействия $\mathscr{E}\approx0{,}01$ эВ), находящихся на одном белковом носителе, миграция осуществляется по экситонному механизму. Перенос энергии по механизму индуктивного резонанса происходит между пигментами, локализованными на разных субъединицах, напр. между светособирающим пигментным комплексом и частью антенны, фокусирующей энергию непосредственно на РЦ. Светособирающий белок (пигментный комплекс) может мигрировать в мембране между ФСI и ФСII, обеспечивая их равномерное световое возбуждение. За время существования возбуждения ($\sim$100—200 пс) в антенне, состоящей из 100—300 молекул хлорофилла, экситон успевает 10—15 раз попасть в ловушку РЦ, что обеспечивает эфф. захват возбуждения. Затем за время 1—3 пс происходят высокоэффективное разделение

зарядов и перенос электрона на первичный акцептор. Общая схема процессов, происходящих в РЦ, имеет вид

$$PIQ + h\nu \rightarrow P^*IQ \xrightarrow{1-3\ пс} P^+I^-Q \xrightarrow{150\ пс} P^+IQ^-,$$

где I — первичный акцептор порфириновой природы, Q — вторичный акцептор хинонной природы.

Последующее восстановление P^+ происходит от вторичных доноров электрона за 10^{-7}—10^{-6} с (тирозин в ФСII, $П_д$ в ФСI, цитохром в бактериальном фотосинтезе). Методы фемтосекундной спектроскопии позволяют разрешить во времени кинетику переноса электрона в нач. период (1—3 пс) на этапе $P^*I \rightarrow P^+I^-$, а также проследить колебат. характер движения ядер при образовании P^+I^- из комплекса P^*I.

Важнейшие особенности транспорта электрона в РЦ — его высокая скорость и направленность в плотном макромолекулярном комплексе, где исключены обычные диффузионные активац. механизмы хим. реакций в растворах по типу сталкивающихся частиц.

Данные *рентгеновского структурного анализа* кристаллич. образцов белка РЦ, а также данные, полученные на разл. мутантах методами генной инженерии, дают полное представление о ближайшем белковом окружении активных групп переносчиков РЦ и позволяют оценить расстояния между ними, к-рые составляют ~0,5—1,5 нм. Эфф. механизм, обеспечивающий транспорт электрона в РЦ,— туннельный перенос, при к-ром часть электронной энергии воспринимается акцептирующей модой, к-рой служат колебания водорода в группах O—H, C—H, и рассеивается по колебат. степеням свободы молекулы. Низкотемпературные процессы переноса электрона в РЦ действительно наблюдаются при 100—4 К, что свидетельствует об их туннельной природе. В ряде случаев (реакция восстановления P^+ от цитохрома *f*) наблюдаются нек-рое снижение скорости переноса при понижении темп-ры от комнатной до 80—100 К и её независимость от темп-ры при дальнейшем охлаждении образца. В др. случаях (реакция $P^*I \rightarrow P^+I^-$ в бактериальном фотосинтезе) скорость переноса не меняется во всём диапазоне изменения темп-р.

Белок также активно участвует в формировании контактных состояний между донорно-акцепторными группами переносчиков электрона, т. е. в создании «электронной тропы». Этот процесс связан с внутримолекулярной конформац. подвижностью белков РЦ и зависит от темп-ры. Действительно, параллельное изучение внутримолекулярной динамики белка методами *радиоспектроскопии* (спинзонды, γ-резонансные спектрометры) показало уменьшение скорости переноса электрона и параллельное падение внутримолекулярной подвижности белка РЦ при понижении темп-ры или степени гидратации образцов. В тех случаях, когда исходная взаимная ориентация донорно-акцепторных групп переносчиков оптимальна, скорость переноса электрона от темп-ры не зависит, а в нек-рых образцах при понижении темп-ры наблюдается даже её рост (в 2—3 раза).

Присоединение электрона к молекуле переносчика приводит к новой его равновесной конформации. Конформац. перестройки в белке РЦ играют регуляторную роль, обеспечивая формирование «электронной тропы» и направленный характер переноса электрона по цепи переносчиков.

Лит.: Клейтон Р., Фотосинтез, пер. с англ., М., 1984; Рубин А. Б., Биофизика, кн. 1—2, М., 1987. *А. Б. Рубин.*

ФОТОСФЕ́РА — слой космич. тела, непрозрачного для собственной радиации, из к-рого выходит наружу осн. часть возникающей в космич. теле радиации. Обычно Ф. наз. ниж. часть *звёздной атмосферы* с оптич. толщиной ~1 для оптич. излучения с непрерывным спектром (осн. часть эл.-магн. излучения невырожденных звёзд). Звёзды непрозрачны во всех диапазонах эл.-магн. спектра. Поэтому излучение, рождающееся в ядре звезды, медленно диффундирует наружу, испытывая многократные рассеяния и переизлучения. По достижении Ф. фотоны рассеиваются (переизлучаются) последний раз и покидают звезду.

При взрывах сверхновых звёзд внутр. части их ядер становятся непрозрачными для образующихся там нейтрино, уносящих в этот момент осн. часть энергии. Они диффундируют до нейтринной фотосферы (расположенной глубоко в недрах звезды, см. *Нейтринная астрофизика*), после чего свободно выходят за пределы звезды.

Осн. механизмами *непрозрачности* Ф. для эл.-магн. излучения являются фотоионизация и свободно-свободные переходы (тормозное поглощение), а также рассеяние фотонов в спектральных линиях и континууме. В Ф. наиб. холодных звёзд (*спектрального класса M*) преобладает рассеяние света в молекулярных полосах (гл. обр. окислов металлов TiO, ZrO и др.). В звёздах спектрального класса K доминирует поглощение излучения металлами, в G- и F-звёздах — отрицательными ионами водорода, в звёздах спектрального класса A — атомами водорода. В Ф. наиб. горячих звёзд, классов B и O, преобладают рассеяние на свободных электронах и поглощение атомами и ионами гелия, а в УФ-области спектра — ионами элементов C—Fe.

Осн. параметры Ф. звёзд гл. последовательности приведены в табл. (N — концентрация частиц, h — шкала высоты, g — ускорение силы тяжести, T, — *эффективная температура*, p — газовое давление, p_e — электронное давление, p_r — давление излучения, $\varkappa_{0,5\ мкм}$ — коэф. непрозрачности на длине волны 0,5 мкм).

Параметры фотосфер звёзд главной последовательности (класс светимости V)

Спектральный класс	O5	B0	A0	F0	G0	K0	M0	M5
$\lg N$ ($см^{-3}$)	15,0	15,0	15,2	16,1	16,9	17,2	17,5	17,7
$\lg h$ (см)	8,5	8,3	7,8	7,7	7,4	7,3	7,0	6,8
$\lg g$ ($см \cdot с^{-2}$)	4,0	4,0	4,1	4,3	4,4	4,5	4,6	4,8
$\lg T$, (К)	4,6	4,4	4,0	3,8	3,7	3,6	3,5	3,4
$\lg p$ ($дин \cdot см^{-2}$)	3,5	3,3	3,2	4,1	4,8	5,0	5,2	5,4
$\lg p_e$ ($дин \cdot см^{-2}$)	3,3	3,0	2,5	1,9	1,0	0,5	−0,2	−0,6
$\lg p_r$ ($дин \cdot см^{-2}$)	3,5	2,9	1,2	0,6	0,2	0,0	−0,6	−1,0
$\varkappa_{0,5\ мкм}$, $см^2 \cdot г^{-1}$	+0,3	+0,4	+1,0	−1,0	−0,7	−1,0	−1,2	−1,8

На рис. 1 показано распределение с глубиной осн. физ. величин в Ф. трёх звёзд с параметрами:

	$T_э$, К	$\lg g$ ($см \cdot с^{-2}$)	$M/M_\odot$	R, см	Спектральный класс
1	6000	1,5	10	$6,5 \cdot 10^{12}$	F8 I
2	6000	4,5	1,1	$7 \cdot 10^{10}$	G0 V
3	30 000	4,0	20	$5 \cdot 10^{11}$	B0 V

Здесь M — масса звезды в единицах массы Солнца, $M_\odot = 2 \cdot 10^{33}$ г, R — радиус звезды.

В Ф. большинства звёзд имеются перепады темп-ры и др. параметров не только по вертикали, но и вдоль поверхности. Наиб. изучена в этом отношении Ф. *Солнца* (рис. 2). Осн. её структурные элементы — грануляция, пятна и факелы. Грануляция является прямым отражением конвекции, а пятна и факелы — фотосферными проявлениями солнечной активности — следствием развитой подфотосферной конвекции. На др. звёздах с внеш. *конвективной зоной* (звёзды с $T_э \lesssim 8000$ К) также часто присутствуют холодные пятна. В Ф. Ap- и Am-звёзд существуют области (пятна), резко различающиеся по хим. составу (см. *Химически пекулярные звёзды*). При вращении звёзд вокруг оси наличие пятен приводит к фотометрич. и спектральной переменности.

Различия параметров Ф. в разных местах поверхности звезды существуют также у быстровращающихся и приливно-деформированных звёзд.

Лит. см. при ст. *Звёздные атмосферы.* *Н. Г. Бочкарёв.*

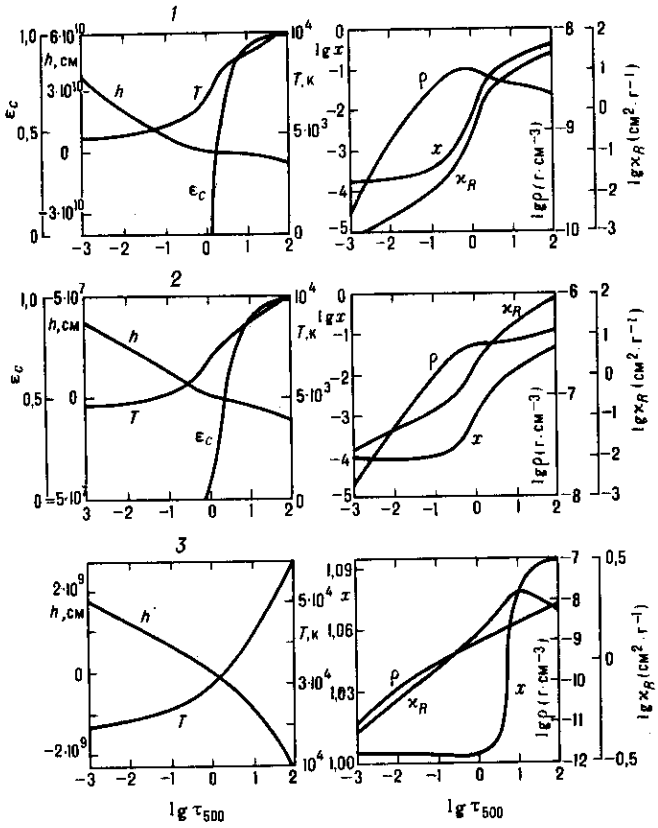


Рис. 1. Модели фотосфер трёх звёзд с «нормальным» (солнечным) химическим составом. Параметры звёзд приведены в тексте. Представлены зависимости от оптической глубины на длине волны 500 нм ($\lg\tau_{500}$) шести величин: геометрической глубины h, отсчитанной от слоя $\tau_{500}=1$; темп-ры T; доли энергии, передаваемой конвекцией ε_c (в третьем случае $\varepsilon_c=0$); плотности ρ; степени ионизации вещества $x=N_e/N_a$ [N_e, N_a — концентрации электронов и тяжёлых частиц (атомов и ионов) соответственно] и коэффициента непрозрачности вещества $\varkappa_R$, рассчитанного для области максимума спектра излучения звезды (т. н. росселандово среднее для $\varkappa$).

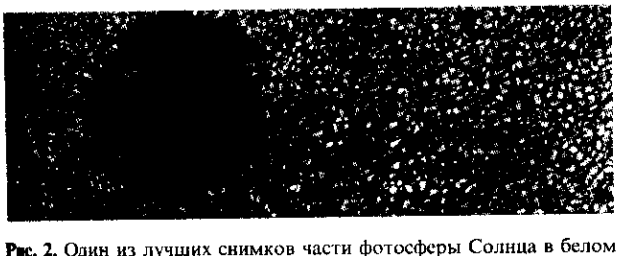


Рис. 2. Один из лучших снимков части фотосферы Солнца в белом свете, полученный 30 июля 1970 на советском стратосферном телескопе. В виде мелкой зернистости наблюдается грануляция (размер ячеек ок. 1000 км, время жизни ≈ 5 мин). Слева — солнечное пятно. В центральной его части («тени») температура приблизительно на 2000 К ниже средней температуры фотосферы Солнца, вокруг (в «полутени») хорошо видна сложная структура.

ФОТОТЕРМОИОНИЗАЦИО́ННАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ (ФТИС; в англоязычной лит-ре PTIS) (устар. назв.— фотоэлектрическая спектроскопия) — метод спектроскопии полупроводников (ПП), в к-ром хим. природа, энергетич. спектр и др. характеристики примесей, примесных комплексов и др. дефектов ПП определяются по линейчатым спектрам их примесной *фотопроводимости*. Такая фотопроводимость возникает в результате оптич. возбуждения атома примеси и последующей (или одновременной) его термич. ионизации, при к-рой и создаются свободные носители заряда. Оптич. возбуждение примесных атомов ПП осуществляют монохроматич. излучением, частоту к-рого ν (энергию фотонов $h\nu$) можно плавно изменять. При определ. значениях ν, отвечающих условию $h\nu=\mathscr{E}_i-\mathscr{E}_0$, где $\mathscr{E}_0$ и $\mathscr{E}_i$ — энергии основного и одного из возбуждённых *уровней энергии* атома примеси, последний, поглощая фотон, переходит в возбуждённое состояние, если квантовый переход $\mathscr{E}_0\to\mathscr{E}_i$ разрешён *отбора правилами*. При измерениях спектров темп-ра ПП подбирается так, чтобы ионизовались только возбуждённые атомы примеси (фототермич. ионизация). В результате фотопроводимость возникает только при определ. значениях ν благодаря ионизации атомов определ. сорта.

Полученный спектр располагается в области энергий фотонов, меньших энергии ионизации примесей $\mathscr{E}_0$, и состоит из линий *спектральных серий*, отвечающих энергиям оптич. переходов из основного состояния во все возможные возбуждённые состояния. У примесей одного типа (доноров или акцепторов) разной хим. природы в данном ПП энергии возбуждённых состояний, в к-рые осуществляется переход, различаются очень мало, а энергии осн. состояний и соответственно энергии оптич. переходов, определяющие положение линий в спектрах фотопроводимости, существенно различны (см. *Полупроводники*), что и позволяет определять хим. природу примесей по спектрам фотопроводимости. Форма спектра и отд. линий даёт возможность судить об энергетич. структуре примесных атомов, их взаимодействии, образовании примесных комплексов, степени неоднородности распределения примесных атомов. Эти данные можно получать также, исследуя спектры поглощения фотонов примесями, т. е. методами абсорбционной спектроскопии. Преимущество Ф. с. состоит в её существенно большей чувствительности. Техника Ф. с. подобна технике абсорбционной спектроскопии, но в отличие от последней, где регистрация излучения, прошедшего через исследуемый образец, производится спец. приёмниками излучения, в Ф. с. приёмником служит сам исследуемый образец.

Схема Ф. с. приведена на рис. 1. Образец исследуемого

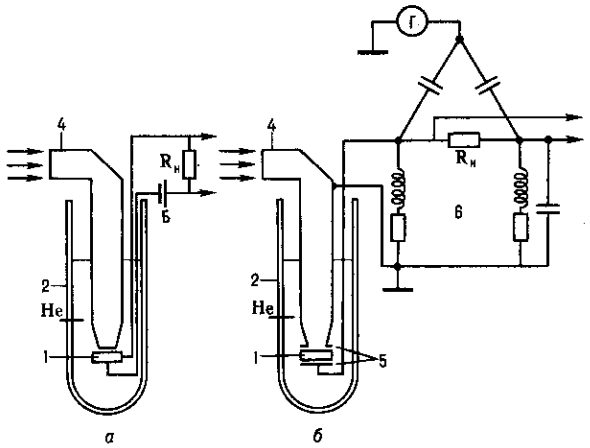


Рис. 1. Схемы контактного (*а*) и бесконтактного (*б*) методов фототермоионизационной спектроскопии.

ПП 1 помещают в криостат 2, где он охлаждается (обычно до темп-ры кипения гелия), чтобы исключить термич. ионизацию атомов примеси из осн. состояния. К одной из граней образца с помощью соответствующей оптич. системы или световода (4) подводят модулированное излучение. К электрич. контактам, специально изготовленным на торцевых гранях образца, присоединяют источник напряжения (батарея Б) и нагрузочное сопротивление $R_н$ (рис. 1, *а*). Изменение электропроводности ПП, возникающее в результате фототермич. ионизации атомов примеси, вызывает изменение напряжения на ПП, к-рое и является спектрометрич. сигналом.

В связи с тем, что изготовление малошумящих омич. контактов (особенно в тех случаях, когда ПП при низкой темп-ре обладает высоким электрич. сопротивлением) представляет большие трудности, а также потому, что в процессе изготовления контактов возможно загрязнение образца (внесение дополнит. примесей), часто применяют бесконтактную схему Ф. с. (рис. 1, *б*). В этом случае ПП помещают между обкладками воздушного конденсатора 5, включённого в одно из плеч резонансного ВЧ-моста 6, питаемого генератором Г. Поток излучения, попадая на образец, изменяет ёмкость конденсатора и нарушает баланс моста; возникает спектрометрич. сигнал, пропорциональный числу возникших носителей заряда.

Метод Ф. с. обладает чрезвычайно высокой чувствительностью к обнаружению примесей в ПП. Она обусловлена тем, что величина регистрируемого напряжения U не зависит от концентрации примеси в широких пределах её изменений. Концентрация носителей заряда δn, образующихся при фототермоионизации, и концентрация свободных носителей заряда n, генерируемых тепловыми колебаниями и фоновым излучением, много меньше концентрации основных N и компенсирующих $N_к$ примесей и одинаковым образом от них зависят. Т. к. $U \sim \delta n/n$, то значение U оказывается не зависящим от N и $N_к$. Расчёт показывает, что при обычных условиях измерений (чаще всего реализуемых при обычной интенсивности пучка спектрометра, интенсивности фонового излучения и темп-ре измерений) в Ge и Si значение U не зависит от концентраций примесей вплоть до N, $N_к = 10^9 - 10^8$ см$^{-3}$, а при дальнейшем уменьшении концентраций примесей уменьшается линейно. При ограничении мин. регистрируемого сигнала шумами, создаваемыми генерационно-рекомбинационными процессами, предел обнаружения примесей III и V групп периодич. системы элементов в этих ПП должен составлять $10^6 - 10^7$ атомов в 1 см^3 (или $10^{-16} - 10^{-15}$ атомных %).

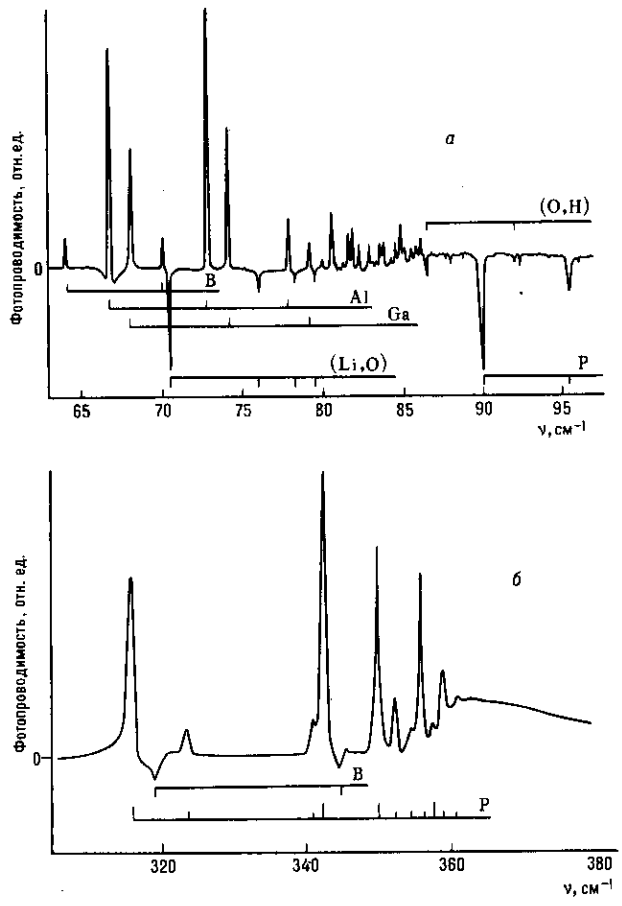


Рис. 2. Фототермоионизационные спектры примесей в высокочистых образцах германия (*а*) и кремния (*б*), зарегистрированные бесконтактным методом. Метки на горизонтальных отрезках указывают спектральные линии данной примеси. Метки, направленные вверх, соответствуют основным примесям, вниз — компенсирующим; ν — волновое число.

В случаях, когда в ПП содержатся примеси неск. сортов, относит. концентрации разл. примесей пропорциональны отношениям их концентраций. Эти отношения измеряют по отношению интенсивностей соответствующих спектральных линий (отношению площадей под контурами линий) с учётом статистики заполнения уровней энергии и *сил осцилляторов* оптич. квантовых переходов. Определение абс. концентраций примесей требует дополнит. измерений концентраций электронов (или дырок) при более высокой темп-ре, когда все примеси ионизованы. Ф. с. позволяет установить хим. состав как основных, так и компенсирующих примесей. Для этого ПП облучают, наряду с монохроматич. излучением частоты ν, светом из полосы собственного (межзонного) поглощения; в результате ионизованные в равновесных условиях примесные атомы нейтрализуются и становятся оптически нейтральными и фотоэлектрически активными.

На рис. 2 приведены фототермоионизац. спектры чистых образцов Ge и Si. Линии в спектрах относятся к технологически неконтролируемым остаточным кол-вам примесей и примесных комплексов. В образце Ge (рис. 2, *а*) суммарная концентрация акцепторов $N_A = 6 \cdot 10^{10}$ см$^{-3}$, доноров $N_Д = 9 \cdot 10^9$ см$^{-3}$, темп-ра образца $T = 6{,}5$ К, разрешение 0,03 см$^{-1}$. В образце Si (рис. 2, *б*) $N_A = 10^{12}$ см$^{-3}$, $N_Д = 10^{11}$ см$^{-3}$, $T = 17$ К, разрешение 0,25 см$^{-1}$. Кроме анализа чистоты Ge и Si Ф. с. используется также для исследования локализованных состояний и анализа примесей в арсениде галлия, фосфиде индия, теллуриде кадмия, ПП алмазе и др. Чистые полупроводники A_3B_5 содержат больше остаточных примесей, чем Ge и Si. Для устранения эффектов, связанных с перекрытием состояний близко расположенных атомов примеси, приводящих к сильному уширению и даже исчезновению линий в спектрах, исследуемые образцы помещают в магн. поле, к-рое «сжимает» основное и возбуждённое состояния, увеличивает энергии связи электронов и снимает перекрытие состояний.

В зависимости от способа возбуждения примеси существуют варианты Ф. с.: ЛОВ-фотоионизационная спектроскопия — возбуждение *лампой обратной волны*; лазерная магн. Ф. с. — возбуждение монохроматич. пучком излучения лазера и сканирование спектра примеси плавно изменяющимся магн. полем.

Лит.: Kogan S. M., Lifshits T. M., Photoelectric spectroscopy. A new method of analysis of impurities in semiconductors, «Physica status solidi» (A), 1977, v. 39, p. 11; Гершензон Е. М. [и др.], Применение субмиллиметровой ЛОВ спектроскопии для определения химической природы и концентрации примесей в чистых полупроводниках, «ФТП», 1983, т. 17, в. 8, с. 1430; Андреев Б. А., Лифшиц Т. М., Фототермоионизационная спектроскопия примесей в германии и кремнии, «Высокочистые вещества», 1990, № 5, с. 7; Лифшиц Т. М., Фототермоионизационная спектроскопия примесей в полупроводниках, «ПТЭ», 1993, № 1, с. 10. *Т. М. Лифшиц.*

ФОТОТРАНЗИ́СТОР — *транзистор* (обычно биполярный), в к-ром управление коллекторным током осуществляется на основе внутр. *фотоэффекта*; служит для преобразования световых сигналов в электрические с одноврем. усилением последних. Основу Ф. составляет монокристалл полупроводника со структурой $n-p-n$- или $p-n-p$-типа. Кристалл монтируется в защитный корпус с прозрачным входным окном. Включение Ф. во внеш. электрич. цепь подобно включению биполярного транзистора, выполненному по схеме с общим эмиттером и оборванным базовым выводом (нулевым током базы). При попадании излучения на базу (или коллектор) в ней образуются парные носители зарядов (электроны и дырки), к-рые разделяются электрич. полем коллекторного перехода. В результате в базовой области накапливаются осн. носители заряда, что приводит к снижению потенц. барьера эмиттерного перехода и увеличению тока через Ф. по сравнению с то-

ком, обусловленным переносом только тех носителей, к-рые образовались непосредственно под действием света.

Основные параметры и характеристики фототранзистора: интегральная чувствительность (отношение фототока к падающему световому потоку); у Ф., изготовленных по диффузионной планарной технологии, она достигает 10 А/лм; спектральная характеристика (зависимость чувствительности к монохроматич. излучению от длины волны этого излучения), позволяющая, в частности, установить ДВ-границу применимости Ф.; эта граница (в случае собств. поглощения зависящая прежде всего от ширины запрещённой зоны полупроводникового материала) для германиевого Ф. составляет 1,7 мкм, кремниевого — 1,1 мкм; постоянная времени (характеризующая инерционность Ф.) не превышает неск. мкс; темновой ток (ток через Ф. при отсутствии излучения) не превышает десятков нА. Кроме того, Ф. характеризуется коэффициентом усиления первоначального тока, достигающим 10^2—10^3.

Высокие надёжность, чувствительность и временна́я стабильность параметров Ф., а также малые размеры и относит. простота конструкции позволяют широко использовать Ф. в системах контроля и автоматики в качестве датчиков освещённости и элементов гальванич. развязки. (См. также *Транзистор биполярный, Полупроводниковые материалы*.)

Лит.: Агаханян Т. М., Основы транзисторной электроники, М., 1974; Титце У., Шенк К., Полупроводниковая схемотехника, пер. с нем., М., 1982.

Ю. А. Кузнецов.

ФОТОУПРУ́ГОСТЬ (пьезооптический эффект, упругооптический эффект) — изменение показателя преломления (или ориентации *Френеля эллипсоида*) кристалла под действием механич. напряжения. Ф. описывается тензором 4-го ранга и в общем случае характеризуется 36 компонентами. Ф. наблюдается не только в кристаллах, но и в изотропных телах. Фотоупругие материалы (стёкла, полимеры, кристаллы) используются при моделировании распределения механич. напряжений в деталях сложной формы, а также для модуляции частоты излучения лазера с помощью различных акустооптич. устройств. Эффективными фотоупругими материалами являются халькогенидные стёкла и кристаллы α-HIO_3, $PbMoO_4$, TeO_2. Ф. возникает за счёт внутр. деформации среды.

Лит. см. при ст. *Пьезооптический эффект.*

Н. Р. Иванов.

ФОТОХРОМИ́ЗМ (от греч. phṓs, род. падеж phōtós — свет и chrôma — цвет) — способность вещества под действием оптич. излучения обратимо изменять спектр поглощения в видимой области, что проявляется в изменении окраски или возникновении окраски прозрачного ранее вещества. Мн. вещества меняют цвет также под действием рентг. или СВЧ-излучения. Фотохромные изменения веществ могут сопровождаться изменением др. свойств, напр. растворимости, электропроводности, показателя преломления и др.

При фотохромном процессе вещество, поглощая оптич. излучение, переходит из исходного состояния *A* в фотоиндуцированное *B*, характеризуемое др. спектром поглощения и определ. временем жизни. Обратный переход вещества из фотоиндуцированного состояния в исходное происходит самопроизвольно за счёт внутр. энергии и может значительно ускоряться при нагревании или под действием излучения, поглощаемого веществом в состоянии *B*. Время перехода в фотоиндуцированное состояние *B* определяется длительностью фотопроцессов и может быть менее $\approx 10^{-8}$ с, остаётся в этом состоянии вещество от 10^{-6} с до неск. месяцев. Существуют также вещества, меняющие цвет под действием оптич. излучения необратимо (см. *Фотохромогенные материалы*).

Ф. присущ большому числу органич. и неорганич. веществ. Различают Ф., обусловленный хим. и физ. действием света. Хим. Ф. органич. веществ обусловлен внутри- и межмолекулярными обратимыми фотохим. реакциями, к-рые сопровождаются либо перестройкой валентных связей (напр., при диссоциации), либо изменением конфигурации молекул (т. н. цис-транс-изомерия, см. *Изомерия молекул*). Хим. Ф. неорганич. веществ обусловлен обратимыми процессами фотопереноса электронов, приводящими к изменению валентности ионов металлов, возникновению *центров окраски* разл. типа, а также обратимыми реакциями фотодиссоциации и др.

Физ. Ф. ряда органич. веществ обусловлен поглощением света при переходе атомов или молекул из основного синглетного в возбуждённые синглетные или триплетные состояния. Изменение окраски в этом случае связано с изменением заселённости электронных уровней. Такой Ф. наблюдается при воздействии на вещество только мощных световых потоков. При высоких интенсивностях лазерного излучения проявляется т. н. многофотонный Ф., когда фотохромные превращения вещества происходят под действием света с частотой, гораздо меньшей частоты самого низкоэнергетич. электронного перехода. При этом сумма энергий квантов, участвующих в едином акте взаимодействия света с веществом, должна быть равна или больше разности уровней энергии, между к-рыми происходит электронный переход (см. *Многофотонные процессы*). Процесс двухфотонного Ф. наблюдался в жидких и твёрдых растворах спиропиранов и в поликристаллич. порошках замещённого салицилиденанилина.

На основе органич. и неорганич. фотохромных веществ разработаны *фотохромные материалы*, широко используемые в науке и технике.

Лит.: Барачевский В. А., Лашков Г. И., Цехомский В. А., Фотохромизм и его применение, М. 1977.

В. А. Барачевский.

ФОТОХРО́МНЫЕ МАТЕРИА́ЛЫ — материалы, в к-рых используется явление *фотохромизма* органич. и неорганич. веществ, применяемые для регистрации, хранения, обработки и передачи оптич. информации и для модуляции оптич. излучения.

Стимулом разработки Ф. м. послужили высказанные в 1956 идеи их использования при создании оптич. памяти вычислит. машин и средств защиты глаз от солнечного света и излучения ядерного взрыва. С развитием лазерной техники повысился интерес к фотохромным средам для регистрации и обработки оптич. информации. Выявление новых свойств Ф. м., сопутствующих фотохромным превращениям, напр. изменение показателя преломления, расширило возможности области их применения (напр., для модуляции излучения).

В зависимости от области использования Ф. м. изготавливают в виде жидких растворов, полимерных плёнок, тонких аморфных и поликристаллич. слоёв на гибкой или жёсткой подложке, полимолекулярных слоёв, силикатных и полимерных стёкол, монокристаллов.

Применение Ф. м. основано на их светочувствительности, на появлении или изменении окраски непосредственно под действием излучения, на обратимости происходящих в них фотофиз. и фотохим. процессов, на различии термич., хим. и физ. свойств исходной и фотоиндуцированной форм фотохромных веществ.

Обладая уникальной способностью автоматич. изменения светопропускания в зависимости от интенсивности активирующего излучения, Ф. м. оказались пригодными для создания светозащитных устройств с переменным светопропусканием. Наиб. практич. использование получили фотохромные силикатные стёкла, содержащие микрокристаллы галогенидов серебра (AgBr, AgCl и др.), благодаря почти неограниченной цикличности процесса фотоиндуцированного окрашивания — спонтанного обесцвечивания в темноте. В модуляторах оптич. излучения, в т. ч. лазерного, всё большее применение находят органич. полимерные стёкла и плёнки на основе светочувствит. соединений, проявляющих физ. фотохромизм (фотоиндуцированное триплет-триплетное поглощение и синглет-синглетное просветление).

На основе органич. фотохромных соединений, испытывающих обратимые фотохим. превращения (спирооксазины, дитизонаты металлов, фульгиды и др.), создаются солнцезащитные очки массового спроса.

Использование Ф. м. в качестве светочувствит. регистрирующих сред основано на их высокой разрешающей

способности ($\leqslant 1$ нм); на возможности получения изображения непосредственно под действием света, т. е. без проявления и в реальном масштабе времени ($\leqslant 10^{-8}$ с); на возможности перезаписи и исправления зарегистрированной информации с помощью теплового или светового воздействия; на возможности хранения записанной информации в широких пределах (от 10^{-6} с до неск. месяцев и даже лет).

Светочувствительность Ф. м. на 4—7 порядков ниже, чем у галогенидосеребряных фотоматериалов, поэтому наиб. эффективно применение Ф. м. в лазерных устройствах, обеспечивающих запись и обработку оптич. информации в мощных потоках излучения.

Ф. м. используются в системах скоростной обработки и вывода оптич. и электрич. сигналов; в качестве сред для создания элементов оперативной оптич. памяти, где быстродействие, длительность хранения зарегистрированной информации до перезаписи и многократность использования особенно важны; в системах ультрамикрофильмирования и микрозаписи; в голографии, где особенно существенно высокое разрешение.

В качестве регистрирующих сред наиб. практич. интерес представляют полимерные и полимолекулярные слои на основе фотохромных соединений, проявляющих хим. фотохромизм (напр., спиросоединений).

Ф. м. используются также в системах визуализации гидродинамич. потоков, для исправления недостатков негативных и позитивных изображений, в оптоэлектронике, дозиметрии, актинометрии и др. областях науки и техники. Широкое применение нашли Ф. м. для регистрации и отображения цветной информации, где в зависимости от их типа можно получать негативные или позитивные многоцветные изображения.

Нек-рые ограничения в практич. использовании Ф. м. накладывает недостаточная цикличность фотопревращений органич. веществ, испытывающих необратимые фотохим. и термич. реакции, а также термич. нестабильность фотоиндуцированной формы большинства Ф. м.

Лит.: Барачевский В. А., Лашков Г. И., Цехомский В. А., Фотохромизм и его применение, М., 1977.

В. А. Барачевский.

ФОТОХРОМОГЕ́ННЫЕ МАТЕРИА́ЛЫ — материалы, созданные на основе органич. и неорганич. веществ, к-рые под действием света в результате фотохим. реакций окрашиваются, обесцвечиваются или изменяют окраску необратимо. В отличие от *фотохромных материалов*, они обеспечивают необратимую регистрацию оптич. информации. Как правило, они изготавливаются в виде слоёв твёрдых растворов органич. и неорганич. полимерных соединений на гибкой или жёсткой подложке.

К наиб. известным регистрирующим средам этого типа относятся диазотипные, к-рые окрашиваются в результате фотохим. взаимодействия солей диазония с цветообразующими компонентами из класса фенолов или аминов; везикулярные, в к-рых образуются рассеивающие свет центры; светочувствит. слои на основе комплексов с переносом заряда; светочувствит. слои с физ. проявлением, в к-рых усиливается латентное изображение; фотокаталитич. регистрирующие среды.

Большинство Ф. м. характеризуется очень высокой разрешающей способностью ($\geqslant 500$ мм$^{-1}$), но низкой светочувствительностью (до 100 см^2/Дж), тем не менее при использовании лазерных источников света они обеспечивают получение изображений, в т. ч. многоцветных, в реальном времени.

Светочувствит. слои на основе комплексов с переносом заряда, с физ. проявлением, фотокаталитич. среды и др. за счёт дополнит. мокрой хим. или сухой термич. либо оптич. обработки позволяют реализовать более высокую светочувствительность, достигающую 10^6 см^2/Дж.

Ф. м. применяются для изготовления микрофиш, фотошаблонов, для получения интегральных схем, тиражирования изображений. Они могут использоваться для формирования архивной оптич. памяти, напр. на оптич. дисках, для создания оптически управляемых промежуточных транспарантов, обеспечивающих формирование оптич. памяти, и др. Ф. м. с усилением изображения могут заменить галогенидосеребряные фотобумаги.

Лит.: Основы технологии светочувствительных фотоматериалов, М., 1977.

В. А. Барачевский.

ФОТОЭДС — *электродвижущая сила*, возникающая в *полупроводнике* при поглощении в нём эл.-магн. излучения (фотовольтаический эффект). Ф. обусловлена пространств. разделением генерируемых излучением носителей заряда (подробнее см. *Фотогальванический эффект*).

ФОТОЭЛЕКТРИ́ЧЕСКАЯ СПЕКТРОСКОПИ́Я — см. *Фототермоионизационная спектроскопия.*

ФОТОЭЛЕКТРИ́ЧЕСКИЕ ЯВЛЕ́НИЯ — электрич. явления, возникающие в веществе, в т. ч. в полупроводниках и полупроводниковых структурах, под действием эл.-магн. излучения. К Ф. я. относят появление разл. фотоэдс (см. *Дембера эффект, Фотогальванический эффект*), изменение электропроводности под действием излучения (см. *Фотопроводимость*), изменение диэлектрич. проницаемости (*фотодиэлектрический эффект*), *фотоэлектронную эмиссию*. Ф. я. возникают в результате оптич. переходов в твёрдых телах и вызванного этими переходами изменения пространств. распределения электронов и их распределения по квазиимпульсам. Ф. я. принято отличать от болометрич. явлений, в к-рых эдс, изменение проводимости и т. п. вызываются повышением темп-ры тела (общей для электронов и кристаллич. решётки) при поглощении им излучения (см. *Болометр*).

Лит.: Таук Я., Фото- и термоэлектрические явления в полупроводниках, пер. с чеш., М., 1962; Рывкин С. М., Фотоэлектрические явления в полупроводниках, М., 1963; Аут И., Генцов Д., Герман К., Фотоэлектрические явления, пер. с нем., М., 1980.

Э. М. Этштейн.

ФОТОЭЛЕКТРОМАГНИ́ТНЫЙ ЭФФЕ́КТ — то же, что *фотомагнитоэлектрический эффект.*

ФОТОЭЛЕКТРО́ННАЯ СПЕКТРОСКОПИ́Я — совокупность методов изучения строения вещества, основанных на измерении энергетич. спектров электронов, вылетающих при *фотоэлектронной эмиссии*; один из видов *электронной спектроскопии*. Согласно закону Эйнштейна, сумма энергии связи вылетающего электрона (работы выхода) и его кинетич. энергии равна энергии падающего фотона $\mathcal{E} \approx h\nu$ (ν — частота падающего излучения). Измеряя энергетич. спектр электронов, можно определить энергии их связи и уровни энергии в исследуемом веществе.

В Ф. с. применяется монохроматич. излучение от видимого красного до рентгеновского диапазона длин волн. Спектр фотоэлектронов исследуют при помощи электронных спектрометров высокого разрешения (достигнуто разрешение $\sim 10^{-2}$ эВ — в УФ области).

Метод Ф. с. применим к веществу в газообразном, жидком и твердом состояниях и позволяет исследовать как внеш., так и внутр. электронные оболочки атомов и молекул, уровни энергии электронов в твердом теле (в частности, распределение электронов в зоне проводимости). Для молекул энергии связи электронов на внутр. оболочках атомов зависят от типа хим. связи (хим. сдвиги), поэтому Ф. с. успешно применяется в аналитич. химии для определения состава вещества и в физ. химии для исследования хим. связи. В химии метод Ф. с. известен под назв. ЭСХА — электронная спектроскопия для хим. анализа (ESCA — electronic spectroscopy for chemical analysis).

Лит.: Электронная спектроскопия, пер. с англ., М., 1971.

М. А. Ельяшевич.

ФОТОЭЛЕКТРО́ННАЯ ЭМИ́ССИЯ (внешний фотоэффект) — испускание электронов твёрдыми телами или жидкостями под действием эл.-магн. излучения в вакуум или др. среду. Практич. значение имеет Ф. э. из твёрдых тел в вакуум. Открыта в 1887 Г. Герцем.

Основные законы Ф. э. 1) Количество эмитируемых электронов (величина фототока) пропорционально интенсивности падающего излучения. 2) Для каждого вещества при определённом состоянии его поверхности, обусловливающем его работу выхода, существует длинноволновая гра-

ница Ф. э. λ_0, за к-рой (при $\lambda>\lambda_0$) Ф. э. не наблюдается. Длинноволновой границе λ_0 соответствует пороговая энергия фотонов $h\nu_0$ ($\nu_0=c/\lambda_0$). 3) Макс. кинетич. энергия фотоэлектронов линейно возрастает с частотой ν падающего излучения и не зависит от его интенсивности:

$$(mv^2/2)_{\text{макс}}=h\nu-h\nu_0.$$

Эти законы строго выполняются лишь при $T=0$ К. При $T>0$ К наблюдается Ф. э. и при $\lambda>\lambda_0$, но с малым квантовым выходом. Законы нарушаются также при высоких интенсивностях падающего излучения ($I\gtrsim 1$ Вт/см^2), когда становятся заметными многофотонные процессы (см. ниже).

Ф. э. может быть представлена как результат трёх последоват. процессов: поглощение фотона и появление электрона с высокой (по сравнению со средней) энергией; движение этого электрона к поверхности, при к-ром часть его энергии может рассеяться за счёт взаимодействия с др. электронами или дефектами и колебаниями кристаллич. решётки (фононами); выход электрона в вакуум или др. среду через потенц. барьер на границе раздела. В металлах Ф. э. в видимой и УФ-областях спектра связана с поглощением фотонов электронами проводимости. В полупроводниках и диэлектриках Ф. э. в этой области спектра определяется в осн. возбуждением электронов из валентной зоны. Важной количеств. характеристикой Ф. э. является *квантовый выход* Y — число эмитированных электронов в расчёте на один фотон, падающий на поверхность тела. Величина Y определяется свойствами вещества, состоянием его поверхности и энергией фотонов.

Ф. э. из металлов. Длинноволновая граница Ф. э. из металлов определяется величиной их работы выхода Φ ($\lambda_0=hc/\Phi$). Для чистых поверхностей большинства металлов $\Phi>3$ эВ и лишь для щелочных и нек-рых щелочноземельных металлов $\Phi=2$—3 эВ. Поэтому Ф. э. из последних может наблюдаться в видимой и УФ-областях спектра, в то время как для всех остальных металлов Ф. э. наблюдается только в УФ-области. Нанесение моноатомных плёнок щелочных и щелочноземельных металлов на др. металлы снижает работу выхода и тем самым сдвигает границу Ф. э. в длинноволновую область.

Квантовый выход Ф. э. из металлов в видимой и ближней УФ-областях $Y\leqslant 10^{-3}$ электрон/фотон. Это связано прежде всего с малой глубиной выхода фотоэлектронов, к-рая значительно меньше глубины поглощения света в металле. Большинство фотоэлектронов рассеивает свою энергию до подхода к поверхности и теряет возможность выйти в вакуум. При энергии фотонов вблизи порога фотоэффекта большинство фотоэлектронов возбуждается ниже уровня вакуума и не даёт вклада в фотоэмиссионный ток. Кроме того, коэф. отражения в видимой и ближней УФ-областях велик и лишь малая часть излучения поглощается в металле. Эти ограничения частично снимаются в дальней УФ-области спектра, где Y достигает величины 10^{-2} электрон/фотон при $h\nu\gtrsim 10$ эВ (рис. 1). Случайные загрязнения могут снизить Ф и сдвинуть порог Ф. э. в сторону более длинных волн. При этом Y в дальней УФ-области спектра может возрасти.

При энергии фотонов вблизи порога $h\nu\lesssim 1{,}5\,h\nu_0$ спектральная характеристика и температурная зависимость Ф. э. из металлов хорошо описываются феноменологич. теорией Фаулера, согласно к-рой

$$Y\propto A_0T^2\exp\frac{h\nu-h\nu_0}{kT},\quad \nu<\nu_0,$$

$$Y\propto A_0\left[\frac{(h\nu-h\nu_0)^2}{k^2}+\frac{\pi^2}{3}T^2\right],\quad \nu>\nu_0, \tag{1}$$

где $A_0=4\pi emk^2/h^3$ — постоянная Ричардсона. Пороговая энергия Ф. э. строго определена только при $T=0$ К. При $T>0$ К Ф. э. наблюдается и при энергии фотонов $h\nu<h\nu_0$.

Внеш. электрич. поле уменьшает работу выхода и вследствие этого смещает порог Ф. э. на величину $\Delta(h\nu_0)=e\sqrt{eE}$ (E — напряжённость поля у поверхности металла, e — заряд электрона; см. *Шоттки эффект*).

В полупроводниках и диэлектриках порог Ф. э. $h\nu_0=\mathscr{E}_g+\chi$, где $\mathscr{E}_g$ — ширина запрещённой зоны, χ — электронное сродство, равное высоте потенц. барьера на границе для электронов проводимости. Величина $h\nu_0$, иногда называемая для полупроводников фотоэлектрич. работой выхода, как правило, превосходит Ф. При $h\nu<h\nu_0$ может наблюдаться Ф. э. с очень малым квантовым выходом, связанная с возбуждением электронов с уровней примесей, дефектов и поверхностных состояний, расположенных в запрещённой зоне, а также из зоны проводимости (в вырожденных полупроводниках n-типа). Для большинства чистых полупроводников $h\nu_0>3{,}5$ эВ и Ф. э. наблюдается только в УФ-области. Исключение составляют антимониды щелочных металлов (Cs_3Sb и др.), для к-рых Ф. э. наблюдается не только в УФ-, но и в видимой области спектра, а для $Na_2KSb(Cs)$ и в ближней ИК-области до 900 нм (см. *Фотокатод*). Нанесение на полупроводники моноатомных слоёв щелочных и щелочноземельных металлов, а также монослоёв этих металлов и кислорода приводит к уменьшению χ и $h\nu_0$.

Спектральная зависимость квантового выхода Ф. э. из полупроводников вблизи порога, т. е. при возбуждении электронов из валентной зоны, имеет вид

$$Y\propto(h\nu-h\nu_0)^m,$$

где $m=1\div 3$ в зависимости от типа оптич. переходов и механизма рассеяния фотоэлектронов.

Для полупроводников величина Y определяется рассеянием энергии фотоэлектронами при их движении к границе раздела. В случае слаболегированных полупроводников электронов проводимости мало и осн. механизмом рассеяния энергии фотоэлектронов является взаимодействие их с электронами валентной зоны (ударная ионизация) и с фононами. Скорость рассеяния энергии фотоэлектронами и глубина, из к-рой они могут выйти в вакуум (глубина выхода), зависят от величины χ и от соотношения χ и $\mathscr{E}_g$. Если $\chi>\mathscr{E}_g$, то кинетич. энергия фотоэлектронов в полупроводнике превышает $\mathscr{E}_g$ и фотоэлектроны могут рассеять свою энергию на ударную ионизацию (генерацию электронно-дырочных пар). В таком процессе фотоэлектроны рассеивают сразу значит. часть энергии и могут потерять возможность выйти в вакуум. В результате глубина выхода фотоэлектронов мала, а $Y\leqslant 10^{-3}$ электрон/фотон (рис. 2).

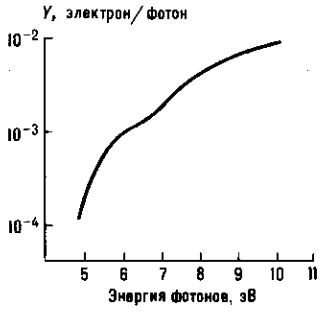


Рис. 1. Спектральная зависимость квантового выхода фотоэмиссии для чистой поверхности Cu.

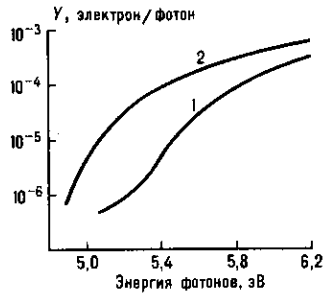


Рис. 2. Спектральная зависимость квантового выхода фотоэмиссии для сильнолегированного кремния n- и p-типов ($\varepsilon_g=1{,}1$ эВ, $\chi=4$ эВ); 1 — n-тип, 2 — p-тип.

Если $\chi < \mathscr{E}_g$, но больше энергии оптич. фонона ($h\omega \sim 10^{-2}$ эВ), то ударная ионизация невозможна и фотоэлектроны теряют свою энергию на генерацию оптич. фононов. При таком рассеянии длина свободного пробега электрона составляет всего несколько нм, однако в одном акте рассеяния теряется лишь малая часть энергии ($\sim 10^{-2}$ эВ). Поэтому длина, на к-рой фотоэлектрон рассеивает значит. часть своей энергии и теряет возможность выйти в вакуум (глубина выхода), оказывается значительно большей и в ряде случаев достигает неск. десятков нм. *Квантовый выход* Y растёт с уменьшением χ и при $\chi \ll \mathscr{E}_g$ может достигать величины $\gtrsim 10^{-1}$ электрон/фотон. Все эфф. фотокатоды (квантовый выход $\gtrsim 0{,}1$ электрон/фотон) являются полупроводниками с малым положит. или отрицат. электронным сродством.

Дырочные полупроводники имеют более высокий квантовый выход Ф. э., чем электронные, что объясняется существованием приповерхностного пространственного заряда и связанного с ним электрич. поля. В электронных полупроводниках приповерхностное электрич. поле тормозит фотоэлектроны и препятствует их выходу в вакуум. Напротив, в дырочных полупроводниках электрич. поле ускоряет фотоэлектроны к поверхности и способствует их выходу в вакуум. Все эфф. фотокатоды являются полупроводниками p-типа.

В случае дырочных полупроводников, где вблизи поверхности энергетич. зоны изогнуты вниз (электрич. поле ускоряет фотоэлектроны), снижение χ может привести к тому, что, хотя $\chi > 0$, уровень вакуума (энергия покоящегося электрона в вакууме) оказывается ниже дна зоны проводимости в объёме полупроводника. В такой ситуации говорят об отрицат. электронном сродстве (ОЭС).

При Ф. э. из полупроводников с ОЭС в вакуум могут выйти не только *горячие электроны*, как в обычных полупроводниках, но и электроны, возбуждённые светом на дно зоны проводимости или термализованные в зоне проводимости полупроводника (рис. 3). Термализованные электроны подходят к поверхности полупроводника из глубины, равной диффузионной длине неосновных носителей заряда, к-рая в десятки раз больше глубины выхода горячих электронов и превышает глубину поглощения света даже в области спектра вблизи края фундам. поглощения. Т. о., даже те электроны, к-рые генерируются светом в глубине полупроводника, могут выйти в вакуум. Проходя в процессе Ф. э. приповерхностную область изгиба зон, электроны становятся горячими и могут, потеряв часть своей энергии, опуститься ниже уровня вакуума и не дать вклад в фототок. Однако при сильном *легировании полупроводников* ширина области изгиба зон может быть сделана меньше длины свободного пробега горячих электронов, что резко уменьшает эффекты рассеяния в области изгиба зон. В результате длинноволновая граница Ф. э. из полупроводников в этом случае соответствует ширине запрещённой зоны полупроводника, а квантовый выход Ф. э. оказывается большим во всей области их фоточувствительности ($h\nu > \mathscr{E}_g$). Форма спектральной характеристики квантового выхода Ф. э. из полупроводников с ОЭС вблизи порога описывается выражением

$$Y = \frac{(1-R)B}{1+1/\alpha L}.$$

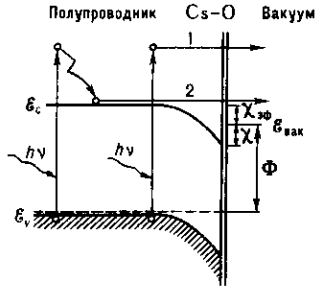


Рис. 3. Энергетическая схема приповерхностной области полупроводников с ОЭС. Стрелками показан выход в вакуум горячих (1) и термализованных (2) электронов.

Здесь R — коэф. отражения, α — коэф. оптич. поглощения, L — диффузионная длина электронов, B — вероятность выхода фотоэлектронов в вакуум, т. е. вероятность прохождения области изгиба зон и границы раздела полупроводник — вакуум. Обычно B лежит в пределах $0{,}05 \div 0{,}5$.

Исследования Ф. э. из полупроводников с ОЭС впервые проведены Широм и ван Лааром в 1965 на монокристаллах p-GaAs, сколотых в сверхвысоком вакууме и покрытых монослоем Cs. Была получена Ф. э. с длинноволновой границей, соответствующей $\mathscr{E}_g$ ($\lambda_0 \approx 0{,}9$ мкм), и высоким квантовым выходом. В дальнейшем исследования Ф. э. из эпитаксиальных плёнок GaAs, поверхность к-рых очищалась прогревом в сверхвысоком вакууме, а также использование для снижения работы выхода не только цезия, но и кислорода позволили довести величину квантового выхода Ф. э. из GaAs с ОЭС до 30—40%. Ф. э. с высоким квантовым выходом в области спектра до $\lambda = 1{,}1$ мкм была получена при реализации ОЭС в Si и полупроводниковых твёрдых растворах соединений $A^{III}B^{V}$ (GaInAs, InAsP, InGaAsP) (рис. 4).

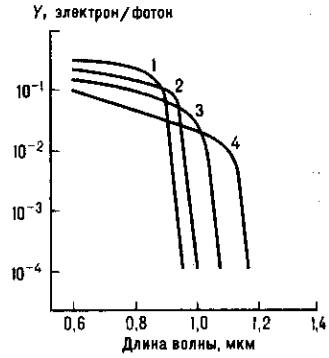


Рис. 4. Спектральные характеристики квантового выхода фотоэмиссии из полупроводников с ОЭС: $Ga_{1-x}In_xAs-Cs-O$. 1 — $\mathscr{E}_g = 1{,}43$ эВ; 2 — $\mathscr{E}_g = 1{,}28$ эВ; 3 — $\mathscr{E}_g \approx 1{,}18$ эВ; 4 — $\mathscr{E}_g = 1{,}08$ эВ.

Зонная структура GaAs и нек-рых др. полупроводниковых соединений типа $A^{III}B^{V}$ такова, что при освещении их светом с круговой поляризацией возбуждённые электроны в зоне проводимости оказываются поляризованными по спину, причём степень поляризации составляет 50%. В случае ОЭС такие электроны могут выйти в вакуум, образуя пучок спин-поляризованных электронов. Степень поляризации электронов, эмитированных из GaAs с ОЭС, достигает $40 \div 49\%$.

Энергетич. распределение фотоэлектронов отражает структуру начальных и конечных состояний, между к-рыми происходит электронный переход при поглощении фотона, а также механизм рассеяния фотоэлектронов в процессе их движения к поверхности.

Сильное электрич. поле (внешнее и внутреннее) влияет на Ф. э. из полупроводников. Внеш. электрич. поле в соответствии с эффектом Шоттки снижает величину χ и тем самым сдвигает порог Ф. э. в длинноволновую часть спектра и повышает величину квантового выхода Ф. э. вблизи порога. Внутр. электрич. поле вблизи поверхности полупроводника ускоряет фотоэлектроны к поверхности, также увеличивая квантовый выход Ф. э. Если электрич. поле достаточно сильное, выйти в вакуум смогут даже фотоэлектроны, находящиеся в объёме полупроводника вблизи дна зоны проводимости ниже уровня вакуума. Дополнит. энергию, необходимую для выхода в вакуум, фотоэлектроны приобретают в электрич. поле. При этом порог Ф. э. будет определяться шириной запрещённой зоны полупроводника ($h\nu_0 \approx \mathscr{E}_g$), к-рая может быть значительно меньше, чем Ф. Для создания областей сильного электрич. поля обычно используют полупроводниковые структуры с p—n-переходами и контактами полупроводник — металл (см. *Контактные явления в полупроводниках*). На рис. 5 представлены спектральные характеристики Ф. э. из контакта полупроводник — металл p-InGaAs — Ag. Работа выхода плёнки Ag снижена адсорбцией цезия и кислорода до $\Phi \approx 1{,}1$ эВ. При обратном смещении на контакте

$V=2\div5$ В ($E\approx10^5$ В/см) возникает Ф. э. с порогом $h\nu_0=\mathscr{E}_g$ (InGaAs) $\approx0{,}8$ эВ $<\Phi$.

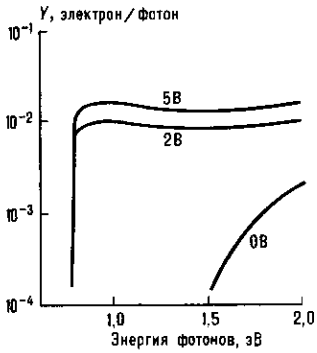


Рис. 5. Спектральные характеристики квантового выхода фотоэмиссии из контакта полупроводник — металл p-InGaAs—Ag—Cs—O при различных значениях внешнего напряжения; $\mathscr{E}_g\approx0{,}8$ эВ, $T\approx110$ К.

Рентгеновская Ф. э. связана с возбуждением фотоэлектронов с глубоких атомных уровней твёрдого тела. Характерной особенностью фотоэлектронных спектров рентг. Ф. э. является наличие узких линий, соответствующих фотоэлектронам, вышедшим из тела без рассеяния энергии. При использовании мягкого рентг. излучения ($h\nu\approx1$ КэВ) энергия эмитированных электронов составляет неск. сотен эВ. Длина свободного пробега таких электронов равна 0,5—2 нм, так что линейчатая часть спектров рентг. Ф. э. отражает состав приповерхностного слоя твёрдого тела толщиной неск. монослоёв. Эта особенность спектров рентг. Ф. э. позволяет их использовать для анализа состава поверхности в рентг. фотоэлектронной спектроскопии.

Многофотонная Ф. э. возникает при большой интенсивности падающего излучения и связана с одноврем. поглощением электроном двух или более фотонов. Она наблюдается в области энергий фотонов, значительно меньших, чем порог обычной (однофотонной) Ф. э., при $h\nu>h\nu_0/n$ ($h\nu_0$ — порог обычной Ф. э., а n — число одновременно поглощённых фотонов). Величина плотности фототока при многофотонной Ф. э. определяется соотношением $j_{\Phi_n}=C_nI^n$ (I — интенсивность падающего излучения). Наблюдение и исследование многофотонной Ф. э. стало возможным после появления лазеров, способных создавать монохроматич. световые потоки большой интенсивности. Двухфотонная Ф. э. впервые наблюдалась в 1964 на Cs_3Sb ($h\nu_0\approx2$ эВ) при освещении неодимовым лазером ($h\nu=1{,}17$ эВ) с интенсивностью $I\gtrsim10$ Вт/см^2. При $I=50$ Вт/см^2 $j_{\Phi_2}\approx10^{-8}$ А/см^2. Трёхфотонная Ф. э. наблюдалась впервые в 1967 на золоте ($h\nu_0=4{,}8$ эВ) при освещении рубиновым лазером ($h\nu=1{,}78$ эВ) с интенсивностью $I>10^5$ Вт/см^2. При $I=5\cdot10^5$ Вт/см^2 $j_{\Phi_3}\approx10^{-8}$ А/см^2. На тех же образцах Au наблюдалась двухфотонная Ф. э. при использовании излучения второй гармоники рубинового лазера ($h\nu=3{,}57$ эВ) с интенсивностью $I>10^3$ Вт/см^2. При $I=10^4$ Вт/см^2 $j_{\Phi_2}\approx10^{-7}$ А/см^2.

Лит.: Соммер А., Фотоэмиссионные материалы, пер. с англ., М., 1973; Соболева Н. А., Меламид А. Е., Фотоэлектронные приборы, М., 1974; Белл Р. Л., Эмиттеры с отрицательным электронным сродством, пер. с англ., М., 1978; Escher J. S. [e. a.], Field assisted semiconductor photoemitters for the 1—2 μm range, «IEEE Trans Electron Devices», 1980, v. 27, p. 1244; Escher J. S., NEA semiconductors photoemitters, «Semiconductors and Semimetals», 1981, v. 15, p. 195. *А. Л. Мусатов.*

ФОТОЭЛЕКТРО́ННЫЕ ПРИБО́РЫ — электровакуумные или *полупроводниковые приборы*, преобразующие эл.-магн. сигналы оптич. диапазона в электрические токи, напряжения или преобразующие изображения в невидимых (напр., ИК) лучах в видимые изображения. Ф. п. предназначены для преобразования, накопления, хранения, передачи и воспроизведения информации (включая информацию в виде изображения объекта). Действие Ф. п. основано на использовании фотоэффектов: внешнего (фотоэлектронной эмиссии), внутреннего (фотопроводимости) или вентильного. К Ф. п. относятся разл. *фотоэлементы*, *фотоэлектронные умножители*, *фоторезисторы*, фотодиоды, электронно-оптич. преобразователи, усилители яркости изображения, а также *передающие электронно-лучевые трубки*.

ФОТОЭЛЕКТРО́ННЫЙ УМНОЖИ́ТЕЛЬ (ФЭУ) — фотоэлектронный прибор, в к-ром фототок усиливается с помощью *вторичной электронной эмиссии*; предназначен для регистрации слабых излучений. Состоит из *фотокатода*, эмитирующего поток электронов под действием оптич. излучения (фототок), электронно-оптической системы входа (входной камеры), создающей электрич. поле, фокусирующее или собирающее электроны с фотокатода на вход умножит. системы, динодной умножительной системы, обеспечивающей умножение электронов в результате вторичной электронной эмиссии, и анода — коллектора вторичных электронов (рис. 1). ФЭУ впервые предложен и разработан Л. А. Кубецким в 1930—1934.

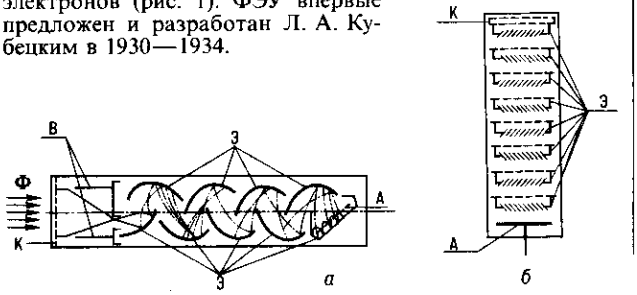


Рис. 1. Схемы фотоэлектронных умножителей с линейными дискретными динодными системами: *а* — с корытообразными динодами; *б* — с жалюзийными динодами; Ф — световой поток; К — фотокатод; В — фокусирующие электроды входной камеры; Э — диноды; А — анод. Штрихпунктирными линиями изображены траектории электронов.

В ФЭУ используются те же фотокатоды, что и в фотоэлементах с внеш. фотоэффектом. Обычно их выполняют из *полупроводниковых материалов* на основе соединений типов A^IB^V и $A^{III}B^V$ (Cs_3Sb, GaAs и др.). Наиб. распространены ФЭУ с полупрозрачным фотокатодом, нанесённым на внутр. торцевую поверхность стеклянного баллона.

Кроме электростатич. фокусировки иногда применяются магн. фокусировка и фокусировка в скрещённых электрич. и магн. полях.

Основные параметры ФЭУ: световая анодная чувствительность (отношение анодного фототока к вызывающему его световому потоку при номинальных потенциалах электродов) составляет $1—10^4$ А/лм; спектральная чувствительность находится обычно в диапазоне 105—1200 нм (чувствительность в УФ-области спектра определяется характеристиками входного окна ФЭУ, в ближней ИК-области — красной границей фотоэффекта); коэф. усиления лежит, как правило, в пределах $10^3—10^8$; темновой ток (ток в анодной цепи в отсутствие светового потока) не превышает $10^{-9}—10^{-10}$ А.

Наиб. широко используются ФЭУ, в к-рых усиление электронного потока осуществляется при помощи системы дискретных динодов — электродов корытообразной, коробчатой, тороидальной или жалюзийной формы с линейным либо (реже) круговым расположением, обладающих коэф. вторичной эмиссии $\sigma>1$. Усиленный во много раз (от 10 до 10^8) фототок, снимаемый с анода, получается в таких ФЭУ в результате умножения электронов последовательно на каждом из отд. динодов. Питание ФЭУ подаётся через делитель напряжений, распределяющий напряжение между электродами. Существуют также умножит. системы, представляющие собой непрерывный динод — канал (относительно длинная трубка, прямая или изогнутая, либо близко расположенные пластины), к концам к-рого приложено напряжение (обычно 1—3 кВ). На внутр. поверхности канала создан активный слой ($\sigma>1$), обладающий распределённым электрич. сопротивлением. Перемещение вторичных электронов происходит под действием аксиального электрич. поля (рис. 2). Коэф.

усиления в прямом канале достигает 10^4—10^5, в изогнутом (дуги, спирали и т. п.) —10^6—10^9. В быстродействующих и координато-чувствительных ФЭУ применяют многоканальные умножительные системы в виде одной или нескольких т. н. микроканальных пластин — стеклянных

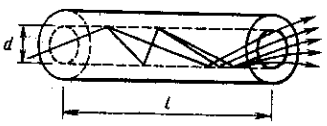


Рис. 2. Одноканальный электронный умножитель; *d* — диаметр канала; *l* — длина канала; стрелки — траектории электронов.

пластин толщиной 0,4—1 мм, пронизанных множеством (10^5—10^6) параллельных каналов диаметром 5—50 мкм и обеспечивающих коэф. усиления 10^4—10^8. В координато-чувствительных ФЭУ аноды выполнены в виде полос, квадрантов и др. Для изготовления дискретных динодов обычно используют сурьмяно-щелочные слои, нанесённые на металлич. подложку, а также сплавы на основе Cu и Al (напр., Cu—Be, Cu—Al—Mg) и полупроводниковые соединения элементов III и V групп периодич. системы, проактивированные спец. образом с целью получения бо́льших σ. Каналы непрерывных динодов изготовляют, как правило, из стекла с высоким содержанием Pb.

ФЭУ широко используются для регистрации слабых излучений (вплоть до уровня одиночных квантов), т. к. обладают большим усилением при низком уровне собств. шумов, а также для изучения кратковрем. процессов. Наиб. применение ФЭУ получили в ядерной физике в качестве элементов сцинтилляц. счётчика. Кроме того, ФЭУ применяются в оптич. аппаратуре, устройствах телевиз. и лазерной техники и др. Умножительные системы с анодами (без фотокатодов) используются для непосредственной регистрации в вакууме низкоэнергетических частиц, вакуумного ультрафиолета и мягкого рентгеновского излучения — т. н. вторично-электронные умножители с открытым входом.

Лит.: Берковский А. Г., Гаванин В. А., Зайдель И. Н., Вакуумные фотоэлектронные приборы, 2 изд., М., 1988; Одноэлектронные фотоприемники, 2 изд., М., 1986; Айнбунд М. Р., Поленов Б. В., Вторично-электронные умножители открытого типа и их применение, М., 1981; Дунаевская Н. В., Урвалов В. А., Дунаевский В. Л., Фотоэлектронные умножители — от трубки Кубецкого до наших дней, «Электронная техника», 1985, сер. 4, в. 6, с. 15.

М. Р. Айнбунд, Н. В. Дунаевская.

ФОТОЭЛЕМЕ́НТ — фотоэлектронный прибор, в к-ром в результате поглощения энергии падающего на него оптич. излучения генерируется эдс (*фотоэдс*) или электрич. ток (фототок).

Ф., действие к-рого основано на *фотоэлектронной эмиссии* (внеш. фотоэффекте), представляет собой электровакуумный прибор с двумя электродами — фотокатодом и анодом (коллектором электронов), помещёнными в вакуумированный либо газонаполненный стеклянный баллон. Фотокатодом Ф. служит фоточувствит. слой, к-рый наносится либо непосредственно на участок стеклооболочки, либо на металлич. слой (подложку), предварительно осаждённый на стекло, либо на поверхность металлич. пластинки, смонтированной внутри баллона; анод имеет вид металлич. кольца или сетки (рис. 1). Световой поток, падающий

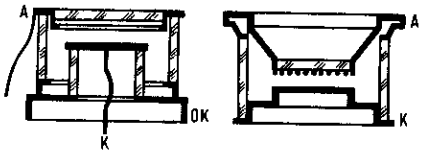


Рис. 1. Типичные конструкции вакуумных фотоэлементов: А — выводы анода; К — выводы фотокатода; ОК — выводы металлического охранного кольца (устанавливается для исключения попадания токов утечки на нагрузку).

на фотокатод, вызывает фотоэлектронную эмиссию с поверхности катода; при замыкании цепи Ф. в ней протекает фототок, пропорц. световому потоку (рис. 2, *а*). Для улучшения временно́го разрешения и увеличения пика импульсов фототока катод и анод Ф. обычно располагают плоскопараллельно с зазором 0,3—3 мм, а их выводы выполняют в виде отрезка коаксиальной или *полосковой линии*, согласованной по волновому сопротивлению с нагрузкой. В газонаполненных Ф. в результате ионизации газа и возникновения несамостоят. лавинного разряда фототок усиливается (напр., коэф. усиления при заполнении Ar составляет 6—8).

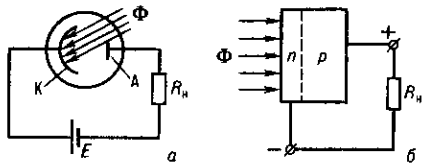


Рис. 2. Схема фотоэлемента с внешним (*а*) и внутренним (*б*) фотоэффектом: К — фотокатод; А — анод; Ф — световой поток; *p* и *n* — области полупроводника с донорной и акцепторной проводимостями; *E* — источник постоянного тока, служащий для создания в пространстве между К и А электрического поля, ускоряющего фотоэлектроны; $R_н$ — нагрузка. Пунктирной линией обозначен *p*–*n*-переход.

Наиб. распространение среди Ф. с внеш. фотоэффектом получили вакуумные Ф. (ВФ) с сурьмяно-цезиевым, многощелочным и кислородно-серебряно-цезиевым фотокатодами. Применение газонаполненных Ф. ограничено из-за недостаточной стабильности приборов и нелинейности их световой характеристики — зависимости фототока от падающего светового потока.

Ф., действие к-рого основано на внутр. фотоэффекте, представляет собой полупроводниковый прибор с выпрямляющим полупроводниковым переходом (*p—n-переходом*), изотипным *гетеропереходом* или контактом металл — полупроводник (см. *Контактные явления в полупроводниках*). При поглощении оптич. излучения в таком Ф. (рис. 2, *б*) увеличивается число свободных носителей заряда внутри полупроводника, к-рые пространственно разделяются электрич. полем перехода (контакта). Избыток носителей заряда, возникающий по обе стороны от потенц. барьера, создаёт в полупроводниковом Ф. (ПФ) разность потенциалов, т. е. фотоэдс. При замыкании внеш. цепи ПФ через нагрузку начинает протекать электрич. ток. В качестве материала для ПФ наиб. часто применяют Se, GaAs, CdS, Ge и Si.

Ф. обычно служат приёмниками оптич. излучения, в т. ч. приёмниками видимого света (ПФ в этом случае нередко отождествляют с фотодиодами); ПФ используют также для прямого преобразования энергии солнечного излучения в электрич. энергию — в *солнечных батареях*, фотоэлектрич. генераторах.

Основные параметры и характеристики фотоэлемента. Световая (интегральная) чувствительность (S) — отношение фототока к вызывающему его световому потоку при номинальном анодном напряжении (у ВФ) или при короткозамкнутых выводах (у ПФ). Для определения S используют, как правило, калиброванные источники света (напр., лампу накаливания с воспроизводимым значением цветовой темп-ры нити, обычно равным 2860 К). Так, у ВФ S составляет 30—150 мкА/лм, у селеновых Ф.— 600—700 мкА/лм, у германиевых — $3 \cdot 10^4$ мкА/лм. Спектральная чувствительность (S_λ) — отношение фототока к вызывающему его лучистому потоку с длиной волны λ. У ВФ диапазон спектральной чувствительности находится в области спектра 115—1200 нм (в зависимости от чувствительности фотокатода и коэф. спектрального пропускания материала входного окна), у кремниевых Ф. он составляет 400—1100 нм, у германиевых — 500—2000 нм. Вольт-амперная характе-

ристика — зависимость фототока от напряжения на Ф. при пост. значении светового потока; позволяет определить оптим. рабочий режим Ф. У ВФ рабочий режим выбирается в области насыщения (область, в к-рой фототок практически не меняется с ростом напряжения); такой режим обычно устанавливается при напряжениях 50—100 В. У ПФ (напр., кремниевого, освещаемого лампой накаливания) значения фототока могут достигать при оптим. нагрузке (в расчёте на 1 см^2 освещаемой поверхности) неск. десятков мА, а фотоэдс — неск. сотен мВ. Темновой ток (для ВФ) — ток в отсутствие освещения; определяется термоэмиссией фотокатода и токами утечки, его величина 10^{-8}—10^{-14} А. Кпд, или коэф. преобразования солнечного излучения (для ПФ, используемых в качестве преобразователей энергии), — отношение электрич. мощности, развиваемой Ф. в номинальной нагрузке, к падающей световой мощности; кпд достигает 15—18%.

Ф. широко применяются в автоматике и телемеханике, фотометрии, измерит. технике, метрологии, при оптич. астрофиз. исследованиях, в кино- и фототехнике, факсимильной связи и т. д.; перспективно использование ПФ в системах энергоснабжения космич. аппаратов, в морской и речной навигац. аппаратуре, устройствах питания радиостанций и др.

Лит.: Пасынков В. В., Чиркин Л. К., Шинков А. Д., Полупроводниковые приборы, 4 изд., М., 1987; Берковский А. Г., Гаванин В. А., Зайдель И. Н., Вакуумные фотоэлектронные приборы, 2 изд., М., 1988. *В. А. Гаванин, И. П. Воропаев.*

ФОТОЭФФЕ́КТ — испускание электронов веществом при поглощении им квантов эл.-магн. излучения (фотонов). Ф. был открыт Г. Герцем (G. Hertz) (1887), к-рый установил, что длина искры в разряднике увеличивается при попадании на его металлич. электроды света от искры др. разрядника. Первые исследования Ф. выполнены А. Г. Столетовым (1888). Ф. Ленард (Ph. Lenard) и Дж. Дж. Томсон (J. J. Thomson) (1889) доказали, что при Ф. испускаются электроны. Открытие и исследование Ф. сыграло важную роль в эксперим. обосновании квантовой теории. Только на основе гипотезы о квантовании энергии эл.-магн. поля, проявляющемся в процессах испускания и поглощения света, А. Эйнштейну (1905) удалось объяснить осн. закономерности Ф.: независимость макс. кинетич. энергии фотоэлектронов $\mathscr{E}_{max}$ от интенсивности света, линейную зависимость $\mathscr{E}_{max}$ от его частоты ω и существование граничной (мин.) частоты ω_0 (пороговой энергии $\hbar\omega_0$) Ф. За работы по фотоэффекту Эйнштейну была присуждена Нобелевская премия (1921).

Свободный электрон не может поглотить фотон, т. к. при этом не могут быть одновременно соблюдены законы сохранения энергии $\mathscr{E}$ и импульса p. Это видно уже из того, что для оптич. перехода свободного электрона из состояния $\mathscr{E}_1$, p_1 в состояние $\mathscr{E}_2$, p_2 в отсутствие 3-го тела (конденсир. среды, атома или рассеянного фотона) законы сохранения энергии и импульса $\mathscr{E}_2-\mathscr{E}_1=\hbar\omega$, $p_2-p_1=\hbar\omega/c$ несовместимы ни при какой скорости электрона $v<c$. В конденсир. среде связь электрона с окружением характеризуется *работой выхода* Ф. Согласно ур-нию Эйнштейна, кинетич. энергия фотоэлектрона $\mathscr{E}=\hbar\omega-\Phi$. При темп-ре $T=0$ К и не очень высокой интенсивности света, когда *многофотонные процессы* практически отсутствуют, Ф. возникает только при $\hbar\omega\geqslant\Phi$. По установившейся терминологии, Ф. в конденсир. среде наз. *фотоэлектронной эмиссией*, а переход электрона из одного из связанных состояний в атоме или молекуле в непрерывный спектр наз. фотоионизацией (см. *Ионизация*). Для водородоподобного атома необходимая для фотоионизации энергия фотона равна

$$\hbar\omega_n=\mathscr{E}_n=-\frac{me^4Z^2}{2\hbar^2n^2},$$

где Z — заряд ядра в единицах заряда электрона, n — гл. квантовое число связанного состояния. Энергия, необходимая для перевода электрона из осн. состояния в атоме ($n=1$) в состояние непрерывного спектра с нулевой кинетич. энергией, наз. энергией ионизации атома, а если она измеряется в эВ — потенциалом ионизации I. В водородоподобном атоме $I=me^4Z^2/2\hbar^2=I_0Z^2$, где I_0 — энергия ионизации атома водорода. В многоэлектронных атомах фотоны достаточно большой энергии могут выбивать электроны из разных электронных оболочек. Такие атомы имеют неск. потенциалов ионизации.

Др. характеристика Ф. — сечение фотоионизации σ. Оно равно отношению числа актов ионизации, приходящихся на один атом в единицу времени в единице объёма, к интенсивности потока фотонов (монохроматических). Величина σ может быть вычислена аналитически для атома водорода и для водородоподобного иона с зарядом ядра $Z\ll137$. В нерелятивистском случае ($\hbar\omega\ll mc^2$) дифференц. сечение фотоионизации с испусканием электрона в элемент телесного угла do

$$d\sigma=2^7\pi\alpha\frac{a_0^2}{Z^2}\left(\frac{I}{\hbar\omega}\right)^4\frac{\exp(-4\varkappa\operatorname{arctg}\varkappa)}{1-\exp(-2\pi\varkappa)}(\boldsymbol{nl})^2do,$$

где $\alpha=e^2/\hbar c\approx1/137$ — постоянная тонкой структуры, $a_0=\hbar^2/me^2$, $\varkappa=Ze^2/\hbar v$, $\boldsymbol{n}$ — единичный вектор направления вылета электронов, $\boldsymbol{l}$ — единичный вектор поляризации фотонов. Величина $(\boldsymbol{nl})^2$ определяет угл. распределение фотоэлектронов. В полярных координатах с осью oz вдоль направления распространения света угл. распределение фотоэлектронов имеет вид

$$\sigma(\vartheta,\varphi)\,do\propto\sin^2\vartheta\cos^2\varphi/(1-\frac{v}{c}\cos\vartheta)^4\approx\sin^2\vartheta\cos^2\varphi(1+4\frac{v}{c}\cos\vartheta).$$

При малых скоростях электронов ($v\ll c$) они вылетают в осн. в направлении электрич. вектора световой волны. При неполяризованном свете максимум распределения лежит в экваториальной плоскости $\vartheta=\pi/2$. С увеличением $\hbar\omega$ и соответственно v максимум смещается в направлении распространения света на величину угла $\vartheta_{max}\approx\pi/2-4v/c$ (рис. 1). Полное сечение Ф. для перехода из основного $1s$-состояния (см. *Атом*)

$$\sigma=\frac{2^9\pi^2}{3}\frac{\alpha a_0^2}{Z^2}\left(\frac{I}{\hbar\omega}\right)^4\frac{\exp(-4\varkappa\operatorname{arctg}\varkappa)}{1-\exp(-2\pi\varkappa)}.$$

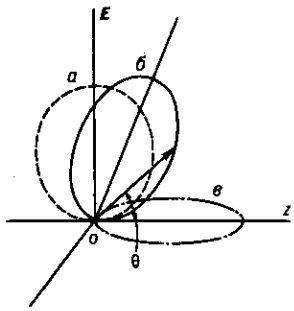


Рис. 1. Угловое распределение фотоэлектронов. Полярная диаграмма в плоскости $\varphi=0$. Ось oz — направление распространения излучения, ось oE — направление электрического вектора световой волны; *а* — $\hbar\omega\ll mc^2$, *б* — $\hbar\omega\leqslant mc^2$, *в* — $\hbar\omega\gg mc^2$.

Видно, что непосредственно у порога Ф. сечение σ стремится к постоянной величине. Предельное значение σ при $\hbar\omega\to I$ ($\varkappa\to\infty$) равно

$$\sigma_{max}=\frac{2^9\pi^2\alpha a_0^2}{3e^4Z^2}$$

(здесь $e=2{,}718...$).

При небольшом превышении $\hbar\omega$ над I, когда ещё $\hbar\omega-I\ll I$ ($\varkappa\gg1$), $\sigma\sim(I/\hbar\omega)^{8/3}$. При $\hbar\omega-I\approx I$ ($\varkappa\sim1$) $\sigma\sim(I/\hbar\omega)^3$, а вдали от границы поглощения при $\hbar\omega\gg I$ ($\varkappa\ll1$, но ещё $\hbar\omega\ll mc^2$) $\sigma\sim(I/\hbar\omega)^{7/2}$. В табл. приведены потенциалы ионизации и сечения фотоэффекта нек-рых атомов и молекул, а на рис. 2 — зависимости $\sigma(\hbar\omega/I)$ для атомов H, He и иона H^-.

Для нерелятивистских скоростей фотоэлектронов получены точные ф-лы для σ возбуждённых атомов (переходы из состояний с $n>1$). В приближённых расчётах для $n\geqslant1$ и $\hbar\omega\leqslant I$ часто пользуются квазиклассической Крамерса ф-лой:

$$\sigma_n=(2^6\pi\alpha a_0^2/3^{3/2}Z^2n^5)(I/\hbar\omega)^3.$$

Атом	I, эВ	σ, 10^{-18} см^2	Атом	I, эВ	σ, 10^{-18} см^2
H	13,5985	6,3	Ar	15,760	35
^{4}He	24,5876	7,4	K	4,341	0,012
Li	5,392	2,5	Ca	6,113	0,45
Be	9,323	8,2	Ga	5,999	0,2
C	11,260	11	Kr	13,9997	35
N	14,534	9	Rb	4,177	0,11
O	13,618	2,6	In	5,786	0,3
F	17,423	6	Cs	3,894	0,22
Na	5,139	0,12	Tl	6,108	4,5

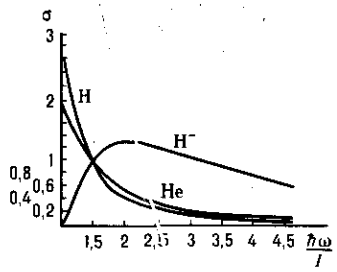


Рис. 2. Зависимость сечения фотоэффекта σ из основных состояний атомов H, He и иона H^- от энергии фотонов. Масштабы кривых (в относительных единицах) выбраны так, чтобы $\sigma=1$ при $\hbar\omega/I=1{,}5$.

В многоэлектронных атомах со средними и большими Z в рентг. и γ-излучении Ф. происходит на электронах внутр. оболочек, в осн. на K-электронах. При увеличении $\hbar\omega$ и достижении значения $\hbar\omega=I_K$ σ скачкообразно увеличивается. При дальнейшем возрастании энергии фотонов в конкуренцию с Ф. вступает рассеяние фотона на электроне (*Комптона эффект*), а в релятивистском случае, когда $\hbar\omega/2mc^2\geqslant 1$ — рождение электрон-позитронных пар. На рис. 3 приведены зависимости сечений трёх процессов от энергии фотонов при прохождении излучения через молибден ($Z=42$), к-рые дают представление об их соотношении. При очень больших энергиях фотонов ($\hbar\omega\gg mc^2$, ультрарелятивистский случай) сечение Ф. равно

$$\sigma=2\pi Z^5\alpha^4(e^4/m^2c^4)\gamma^{-1},\ \text{где}\ \gamma=1/(1-(v/c)^2)^{1/2},$$

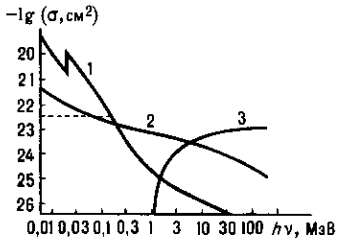


Рис. 3. Сечения фотоэффекта (1), рассеяния фотонов (2) и рождения пар (3) в молибдене ($Z=42$).

фотоэлектроны испускаются в осн. в малый телесный угол в направлении распространения излучения.

Механизм Ф. на валентных электронах водородоподобных примесных атомов в *полупроводниках* при $\hbar\omega<\mathscr{E}_G$ ($\mathscr{E}_G$ — ширина запрещённой зоны полупроводника) подобен описанному с той разницей, что атом находится в кристалле и в него же испускаются фотоэлектроны. Вследствие этого в соответствующих выражениях фигурируют диэлектрич. проницаемость кристалла и эфф. масса электрона. В водородоподобных примесях нек-рых полупроводников σ может достигать $\sim 10^{-15}$ см^2.

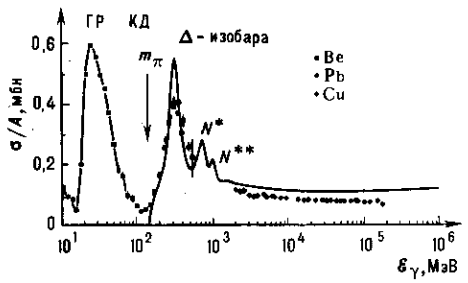
Лит.: Эйнштейн А., Собр. научных трудов, т. 3, М., 1966, с. 92, 128; Зоммерфельд А., Строение атома и спектры, пер. с нем., т. 2, М., 1956, с. 372—420; Бете Г., Солпитер Э., Квантовая механика атомов с одним и двумя электронами, пер. с англ., М., 1960, с. 464—503; Бете Г., Квантовая механика, пер. с англ., М., 1965, с. 205—10; Берестецкий В. Б., Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П., Релятивистская квантовая теория, ч. 1, М., 1968, с. 231—39; Собельман И. И., Введение в теорию атомных спектров, 2 изд., М., 1977, с. 248—55; с. 261—68; Физические величины. Справочник, под ред. И. С. Григорьева, Е. З. Мейлихова, М., 1991, с. 409—12.

Т. М. Лифшиц.

ФОТОЭФФЕ́КТ ВНЕ́ШНИЙ — то же, что *фотоэлектронная эмиссия* (см. также *Фотоэффект*).

ФОТОЭФФЕ́КТ ВНУ́ТРЕННИЙ — возникновение свободных носителей заряда — электронов и (или) дырок в твёрдом теле при поглощении в нём квантов эл.-магн. излучения (фотонов). Ф. в. является первичным актом в явлениях *фотоэдс*, *фотопроводимости*, фотомагнитоэлектрич. и др. эффектов в *полупроводниках*.

ФОТОЯ́ДЕРНЫЕ РЕА́КЦИИ — ядерные превращения, идущие при поглощении γ-квантов ядрами. К Ф. р. относится также процесс рассеяния γ-квантов. Энергетич. зависимость полного сечения поглощения γ-квантов разл. ядрами, отнесённого к одному нуклону σ/A (A — число нуклонов в ядре), приведена на рис. Сплошной линией показано полное сечение поглощения γ-кванта свободным протоном в зависимости от энергии γ-кванта $\mathscr{E}_\gamma$. Ф-цию $\sigma(\mathscr{E}_\gamma)$ принято разбивать на 4 области в зависимости от доминирующего механизма поглощения γ-квантов. Первая — область гигантского дипольного резонанса (ГР). Осн. механизм поглощения γ-квантов в этой области связан с поглощением γ-кванта одним нуклоном, приводящим к возбуждению собственных дипольных колебаний протонов относительно нейтронов. В лёгких ядрах максимум ГР приходится на область энергий от 20 до 25 МэВ. С ростом A максимум сдвигается в сторону меньших энергий. В тяжёлых ядрах он расположен в районе 13 МэВ. Наряду с дипольными колебаниями в ядре могут возбуждаться квадрупольные, октупольные и др. типы колебаний, но их роль в Ф. р. менее существенна (см. *Гигантские резонансы*).



Процесс дипольных колебаний завершается в осн. вылетом нуклонов. В лёгких ядрах это протоны и нейтроны. С меньшей вероятностью вылетают легчайшие ядра — *дейтерия*, *трития*, ^{3}He и ^{4}He (α-частицы). Заметную долю составляют события, в к-рых наблюдается вылет неск. заряж. частиц, что особенно характерно для изотопов Li, Be и их ближайших соседей. По мере увеличения атомного номера Z ядра интенсивность всех каналов, за исключением нейтронного, ослабевает. В области актинидов наряду с испусканием нейтронов происходит деление ядра (см. *Деление ядер*).

После поглощения γ-квантов лёгкими ядрами нуклоны вылетают непосредственно в процессе дипольных колебаний. По мере увеличения A усиливается роль последовательных столкновений нуклона, поглотившего γ-квант, с остальными нуклонами ядра. В результате этого нуклоны покидают ядро уже не на начальной, а на предравновесной стадии реакции, а в тяжёлых ядрах — в значит. степени и в равновесной стадии. Вследствие этого распределение фотонуклонов по энергии в области гигантского резонанса близко к максвелловскому. Отклонение от этого распределения наблюдается для фотонейтронов в высокоэнергетич. части спектра.

Вторая область начинается на «хвосте» гигантского резонанса и простирается до порога рождения пионов. Однонуклонный механизм поглощения γ-квантов постепенно переходит в двухнуклонный, когда γ-кванты начинают поглощаться преим. нейтрон-протонной парой, имеющей те же квантовые числа, что и *дейтрон*. Поэтому эта область получила назв. квазидейтронной (КД). Сечение поглощения пропорц. величине NZ/A (N — число нейтронов

в ядре-мишени, Z — число протонов), т. е. числу таких пар нуклонов. Квазидейтронный механизм поглощения γ-квантов связывается с проявлением в ядре т. н. двухчастичных обменных токов (когда процесс проходит на мезоне, к-рым обмениваются нуклоны, или в промежуточном состоянии виртуально образуется Δ-изобара), а также двухчастичных нуклонных корреляций короткодействующего характера.

Нуклон, поглотивший γ-квант, получает достаточно большую энергию, к-рая позволяет ему покинуть ядро, не сформировав промежуточного состояния. При $\mathscr{E}_\gamma \leqslant 100$ МэВ основным является канал с вылетом одного быстрого нуклона. Выше 100 МэВ осн. вклад в полное сечение приходится на канал с вылетом двух быстрых нуклонов.

В третьей области энергии $\mathscr{E}_\gamma$ за порогом образования пиона и до 2 ГэВ длина волны γ-кванта становится порядка размеров нуклона и взаимодействие происходит в осн. с одним нуклоном. В сечении фотопоглощения на свободном нуклоне чётко проявляются 3 пика, отвечающие возбуждению Δ (1232 МэВ)-изобары и двух частиц-резонансов — N^* (1520 МэВ) и N^{**} (1680 МэВ). В том случае, когда γ-квант поглощается нуклоном, находящимся в ядре, пик, связанный с образованием Δ-изобары, проявляется столь же чётко, тогда как 2 остальных сильно уширяются. Такое «размытие» пиков во многом обусловлено движением нуклонов в ядре. В области возбуждения Δ-изобары характерно универсальное для всех ядер сечение — отношение σ/A (в пределах точности измерений) одинаково для всех ядер от Be до U. Это свидетельствует о том, что свойства свободной Δ-изобары не сильно изменяются в ядре.

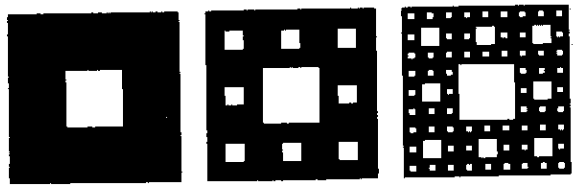
Осн. каналами расщепления ядер в этой области энергии являются каналы с вылетом неск. нуклонов. В ядрах с $A > 200$ после вылета неск. нуклонов происходит деление. Обычно расщепление ядер сопровождается вылетом пиона. С меньшей вероятностью идут процессы образования мезонов с малой передачей энергии ядру, когда оно остаётся в связанном состоянии.

Когда энергия γ-кванта превышает 2 ГэВ (четвёртая область), в энергетич. зависимости $\sigma(\mathscr{E}_\gamma)$ исчезает всякая структура. Само сечение оказывается слабо зависящим от энергии. Аналогично ведёт себя и полное сечение взаимодействия адронов с ядрами. Различие состоит только в том, что сечение поглощения γ-квантов меньше адронного на пост. величину, пропорциональную константе *электромагнитного взаимодействия*. Такое поведение сечения нашло объяснение в рамках т. н. модели векторной доминантности, согласно к-рой в этой области энергий γ-квант ведёт себя как векторные мезоны (см. *Векторной доминантности модель*). Одним из следствий такого поведения γ-кванта является то, что при его взаимодействии с ядром не все нуклоны оказываются равноправными, часть из них оказывается заэкранированной. Это означает, что зависимость полного сечения поглощения от A должна иметь вид A^α, где $\alpha < 1$ (в эксперименте величина $\alpha \approx 0{,}9$). При дальнейшем росте $\mathscr{E}_\gamma$ «точечный» γ-квант взаимодействует с *кварками* нуклона.

Лит.: Барашенков В. С., Тонеев В. Д., Взаимодействия высокоэнергетических частиц и атомных ядер с ядрами, М., 1972; Giannini M. M., Ricco G., Photoreactions above the giant-dipole-resonance, «Riv. Nuovo Cim.», 1985, v. 8, p. 1; Недорезов В. Г., Ранюк Ю. Н., Фотоделение ядер за гигантским резонансом, К., 1989; Int. Rev. of Nuclear Phys., v. 7, Singapore, 1991.

Р. А. Эрамжян.

ФРАКТА́ЛЫ — множества с крайне нерегулярной разветвлённой или изрезанной структурой. Термин «Ф.» предложен Б. Мандельбротом (B. Mandelbrot) [1], хотя подобные объекты изучались в математике с кон. 19 в. Простейшим примером Ф. является канторово множество, к-рое строится следующим образом. Из отрезка [0, 1] выбрасывается центр. часть длиной $^1/_3$. Из полученных двух отрезков [0, 1/3] и [2/3,1] также выбрасываются центр. части, составляющие $^1/_3$ длины отрезков, и т. д. В пределе получается нигде не плотное множество, имеющее мощность континуума и нулевую длину (меру Лебега). Процесс построения канторова множества допускает многомерные обобщения. В двумерном случае единичный квадрат разбивается на первом шаге на девять квадратов со стороной $^1/_3$ и центр. квадрат выбрасывается. Затем та же процедура повторяется с каждым из оставшихся квадратов. Полученный в пределе Ф. наз. ковром Серпинского (см. рис., показаны первые 3 этапа построения).



Осн. характеристикой Ф. служит хаусдорфова, или фрактальная, размерность (ФР). По одному из определений Ф. наз. множество, для к-рого ФР строго больше топологич. размерности (см. также *Топология*). ФР строится следующим образом. Рассматривается произвольное покрытие ξ Ф. M конечным или бесконечным набором шаров $\{O_i\}$ радиуса $r_i < \varepsilon$. Размерность Ф. M наз. такое число $\delta \geqslant 0$, что $\inf\limits_{\xi} \sum\limits_i r_i^\gamma \to 0$ при $\varepsilon \to 0$ для всех $\gamma > \delta$ и $\inf\limits_{\xi} \sum\limits_i r_i^\gamma \to \infty$ при $\varepsilon \to 0$ для всех $\gamma < \delta$. Можно показать, что такое пограничное δ существует и единственно. Для канторова множества ФР $\delta = \ln 2/\ln 3$, а для двумерного ковра Серпинского $\delta = \ln 8/\ln 3$. Примерами естеств. Ф. являются береговая линия материков и островов, снежинки, броуновские кривые и т. д. Соответствующие ФР либо вычисляются, либо определяются экспериментально.

Большой интерес к Ф. в физ. литературе связан с тем, что Ф. возникают в реальных физ. задачах, причём в типичных, а не экзотич. ситуациях. Наиб. часто Ф. встречаются в задачах нелинейной динамики, гидродинамики, статистич. механики, и в частности в теории фазовых переходов, в теории полимеров, в хим. кинетике и др.

В нелинейной динамике Ф. возникают как аттракторы у диссипативных *динамических систем*. Аттракторами наз. множества в фазовом пространстве, притягивающие траектории динамич. системы. При этом, если аттрактор является Ф., его наз. *странным аттрактором*. Существование странных аттракторов является типичным свойством диссипативных динамич. систем. В случае дискретных отображений примером может служить аттрактор Фейгенбаума (см. *Фейгенбаума универсальность*). Хорошо изучен механизм образования и свойства аттрактора Лоренца (E. Lorenz), отвечающего системе ур-ний Лоренца

$$\dot{x} = -\sigma(x - y),$$
$$\dot{y} = -xz + rx - y,$$
$$\dot{z} = xy - bz$$

при значениях параметров $r = 28$, $b = {}^8/_3$, $\sigma = 10$ [2]. Локально аттрактор Лоренца имеет структуру прямого произведения канторова множества на двумерную плоскость (т. н. книга Лоренца). Наиб. важным примером фрактальных аттракторов являются странные аттракторы, возникающие в ур-ниях Навье — Стокса ([3], [4]).

Примером Ф. в статистич. механике может служить критич. бесконечный проводящий кластер, возникающий в задачах *протекания теории*. В наиб. характерных случаях проводящий кластер состоит из связного набора рёбер d-мерной целочисленной решётки $\mathbb{Z}^d$, поэтому определение ФР, данное выше, требует уточнения, к-рое делается следующим образом. Введём число рёбер $N(R)$ кластера, находящихся внутри шара радиусом R. Тогда $N(R) \sim \text{const}\, R^\nu$, где константа ν и выбирается в качестве ФР или размерности подобия. Значение ν зависит от размерности решётки d и определяется численно: $\nu(d=2) \approx 1{,}9$; $\nu(d=3) \approx 2{,}5$. Отдельно изучают остов или «скелет» проводящего кластера, т. е. ту часть кластера, по к-рой течёт ток (отбрасываются «мёртвые концы»). ФР ν_1 «скелета» бесконечного

кластера также определяется численно: $\nu_1(d=2)\approx 1{,}6$; $\nu_1(d=3)\approx 2$ [5].

Своеобразные Ф. возникают в теории агрегации. В простейшей ситуации процесс агрегации можно описать так: в начале координат решётки $\mathbb{Z}^d$ помещается затравочная частица, к к-рой прилипают др. частицы, броуновски блуждающие по решётке. Прилипшие частицы приклеивают к себе новые частицы и т. д. В результате такого процесса возникает сильно разветвлённый фрактальный кластер — дендрит. В каждый момент времени дендрит конечен, однако его ФР можно определить с помощью асимптотики $M(R)\sim \mathrm{const}\, R^{\nu_2}$, где M — число частиц дендрита, находящихся внутри шара радиусом R. Численные эксперименты дают значения $\nu_2(d=2)\approx 1{,}68$; $\nu_2(d=3)\approx 2{,}51$ [6].

Все рассмотренные выше Ф. обладают определ. свойствами *масштабной инвариантности* (скейлингом). Так, канторово множество и ковёр Серпинского можно представить в виде объединения соответственно двух и восьми подмножеств, линейные размеры к-рых в 3 раза меньше размеров исходных множеств. Заметим, что в случае, когда множество разбивается на N подмножеств, каждое из к-рых в R раз меньше всего множества, ФР $\delta=\ln N/\ln R$. В этой ситуации скейлинговая структура определяется одним масштабным множителем R. Однако в большинстве реальных случаев масштабные множители неоднородны, т. е. во Ф. имеется целый спектр скейлингов. Такие Ф. наз. мультифракталами. Типичным примером является аттрактор Фейгенбаума. Обычно мультифракталы характеризуют спектром размерностей $f(\alpha)$, определяемым следующим образом [7]. Рассматривается покрытие ξ Ф. M набором N шаров радиусом r_i, $1\leqslant i\leqslant N$. Вначале определяются ф-ция

$$q(\tau)=\lim_{N\to\infty}\inf_{\xi}\left[\ln\Big(\sum_{i=1}^{N} r_i^{-\tau}\Big)/\ln N\right]$$

и обратная ф-ция $\tau=\tau(q)$. Спектр размерностей $f(\alpha)$ является преобразованием Лежандра от ф-ции $\tau(q)$, т. е.

$$f(\alpha)=\min_{q}(\alpha q-\tau(q)).$$

Макс. значение $f(\alpha)$ совпадает с ФР множества.

Лит.: 1) Mandelbrot B. B., The fractal geometry of nature, S. F., 1982; 2) Афраймович В. С., Быков В. В., Шильников Л. П., О возникновении и структуре аттрактора Лоренца, «ДАН СССР», 1977, т. 234, № 2, с. 336; 3) Темам Р., Уравнения Навье — Стокса. Теория и численный анализ, пер. с англ., М., 1981; 4) Бабин А. В., Вишик М. И., Аттракторы эволюционных уравнений с частными производными и оценки их размерности, «УМН», 1983, т. 38, в. 4, с. 133; 5) Stauffer D., Scaling theory of percolation clusters, «Phys. Repts», 1979, v. 54, № 1, p. 1; 6) Meakin P., Diffusion controlled cluster formation in two, three and four dimension, «Phys. Rev. A», 1983, v. 27, № 1, p. 604; 7) Halsey T. C. [e. a.], Fractal measures and their singularities: the characterization of strange sets, «Phys. Rev. A», 1986, v. 33, № 2, p. 1141.

К. М. Ханин.

ФРА́НКА — ГЕ́РЦА О́ПЫТ — опыт, показавший, что внутр. энергия атома не может изменяться непрерывно, а принимает определённые дискретные значения (квантуется). Впервые поставлен в 1913 нем. физиками Дж. Франком (J. Franck) и Г. Герцем (G. Hertz). Сыграл важную роль в эксперим. подтверждении теории атома Бора (см. *Атомная физика*).

В опыте исследовалась зависимость силы тока I от ускоряющего потенциала V между катодом К (рис. 1)

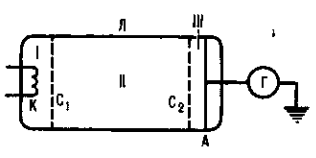


Рис. 1. Схема опыта Франка — Герца.

и сеткой C_1; между сеткой C_2 и анодом А приложен замедляющий потенциал. Электроны, ускоренные в области I, испытывают в области II соударения с атомами паров ртути, заполняющими трубку Л. На анод А попадают только те электроны, энергия к-рых после соударения с атомом достаточна для преодоления замедляющего потенциала в области III. При увеличении ускоряющего потенциала от 0 до 4,9 В гальванометр показал монотонный рост I; т. о., в этой области V соударения электронов с атомами носят упругий характер, внутр. энергия атомов не меняется. При значении $V\geqslant 4{,}9$ В (и кратных ему значениях $V\geqslant 9{,}8$; 14,7 В, ...) на кривой $I(V)$ появляются спады (рис. 2): соударения электронов с атомами становятся неупругими — внутр. энергия атомов растёт за счёт энергии электронов.

Таким образом, Ф. — Г. о. показал, что спектр поглощаемой атомом энергии не непрерывен, а дискретен, мин. порция энергии (квант энергии), к-рую может поглотить атом Hg, равна 4,9 эВ. Значение длины волны $\lambda=253{,}7$ нм свечения паров Hg, возникавшее при $V\geqslant 4{,}9$ В,

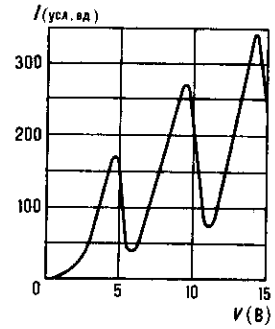


Рис. 2. Зависимость $I(V)$, полученная в опыте Франка — Герца.

оказалось в соответствии со вторым постулатом Бора

$$\mathscr{E}_1-\mathscr{E}_0=hc/\lambda,$$

где $\mathscr{E}_0$, $\mathscr{E}_1$ — энергии основного и возбуждённого *уровней энергии*; в Ф. — Г. о. $\mathscr{E}_1-\mathscr{E}_0=4{,}9$ эВ.

А. В. Колпаков.

ФРА́НКА — КО́НДОНА ПРИ́НЦИП — утверждает, что электронные переходы в молекулах происходят очень быстро по сравнению с движением ядер, благодаря чему расстояние между ядрами и их скорости при электронном переходе не успевают измениться. Ф. — К. п. соответствует *адиабатическому приближению* и основан на приближённом разделении полной энергии молекулы на электронную энергию и энергию движения ядер (колебательную и вращательную), согласно *Борна — Оппенгеймера теореме*. По Ф. — К. п. в простейшем случае двухатомной молекулы наиб. вероятны электронные переходы, изображаемые вертикальными линиями на диаграмме зависимости потенц. энергии от межъядерного расстояния для двух комбинирующих электронных состояний (см. рис. 3 при ст. *Молекулярные спектры*). Впервые Ф. — К. п. сформулирован Дж. Франком (1925) на основе полуклассич. представлений, а Э. Кондон дал (1926) его квантовомеханич. трактовку.

Лит.: Franck J., The dissociation theory and photochemical thres holds, «Trans. Faraday Soc.», 1926, v. 21, p. 536; Condon E., Nuclear motions. Associated with electron transitions in diatomic molecules, «Phys. Rev.», 1926, v. 28, p. 1182; 1928, v. 32, p. 858; Born M., Oppenheimer R., «Ann. Phys.», 1927, Bd 84, S. 457; Ельяшевич М. А., Атомная и молекулярная спектроскопия, М., 1962; Давыдов А. С., Квантовая механика, 2 изд., М., 1973.

М. А. Ельяшевич.

ФРА́НЦИЙ (лат. Francium), Fr, — радиоакт. хим. элемент I-й группы периодич. системы элементов, ат. номер 87, относится к *щелочным металлам*. Наим. устойчив из всех радиоакт. элементов, встречающихся в природе. Природный Ф. состоит из β^--радиоактивного ^{223}Fr ($T_{1/2}=$ок. 21,8 мин). Член радиоакт. ряда ^{235}U. В приповерхностном слое Земли толщиной 1,6 км, по оценке, содержится ок. 24,5 г Ф. Конфигурация внеш. электронной оболочки $7s^1$. По оценке, радиус атома Ф. 280 пм, иона Fr^+ 186 пм. Значение электроотрицательности 0,7, работа выхода электронов 1,8 эВ.

Характеристики металлич. Ф. рассчитаны методом экстраполяции. Предполагаемая кристаллич. решётка — объёмноцентриров. кубическая. Плотн. ок. 2,3—2,5 кг/дм^3, $t_{пл}=18$—21 °С, $t_{кип}=640$—660 °С, уд. теплоёмкость $c_p=31{,}6$ Дж/моль·К, теплота плавления 2,1 кДж/моль, теп-

лота сублимации 69,1 кДж/моль. По расчёту, уд. электрич. сопротивление металлич. Ф. 0,45 мкОм·м (при 291 К).

Радионуклид ^{223}Fr используют в радиохим. определениях ^{227}Ac, т. к. ^{223}Fr образуется при α-распаде ^{227}Ac, а β-излучение ^{223}Fr легче регистрировать, чем α-излучение ^{227}Ac. *С. С. Бердоносов.*

ФРАУНГО́ФЕРА ДИФРА́КЦИЯ — дифракция практически плоской световой волны на неоднородности (напр., отверстии в экране), размер к-рой b много меньше диаметра первой из *Френеля зон* $\sqrt{z\lambda}$: $b \ll \sqrt{z\lambda}$ (дифракция в параллельных лучах), где z — расстояние от точки наблюдения до экрана, λ — длина волны. Названа по имени нем. учёного Й. Фраунгофера (J. Fraunhofer). Подробнее см. *Дифракция света.*

ФРАУНГО́ФЕРОВЫ ЛИ́НИИ — линии поглощения в спектре Солнца. Ф. л. впервые наблюдал в 1802 как «границы цветов» англ. физик У. Волластон (W. Wollaston), а в 1814 они были обнаружены и подробно описаны нем. учёным Й. Фраунгофером (J. Fraunhofer). Правильно объяснил Ф. л. как линии поглощения солнечной атмосферы нем. физик Г. Р. Кирхгоф (G. R. Kirchhoff) в нач. 60-х гг. 19 в. Наблюдается св. 20 тыс. Ф. л. в УФ, видимой и ИК областях солнечного спектра, многие из них отождествлены со спектральными линиями известных хим. элементов. В табл. приведён ряд интенсивных Ф. л. в видимой области спектра.

Линия	Длина волны, мкм	Хим. элемент	Линия	Длина волны, мкм	Хим. элемент
C	656,3	H_α^*	G^1	434,0	H_γ
D_1	589,6	Na	G^{**}	430,8	Ca, Fe
D_2	589,0		h	410,2	H_δ
E	527,0	Fe	H	396,8	Ca
F	486,1	H_β	K	393,4	Ca

* Индексы α, β, γ, δ у H обозначают соответствующие линии *Бальмера серии.*

** Линия G — наложение линий Ca и Fe.

ФРЕ́ДГОЛЬМА УРАВНЕ́НИЕ — *интегральное уравнение*

$$\varphi(x)=\lambda\int K(x,y)\varphi(y)dy+f(x), \qquad (1)$$

ядро к-рого — ф-ция $K(x, y)$ — задаёт вполне непрерывный (фредгольмов) оператор в нек-ром функциональном пространстве. Численный параметр может принимать как действительные, так и комплексные значения, а $f(x)$, $\varphi(x)$ — заданная и искомая ф-ции. Напр., для пространства непрерывных ф-ций $C(S)$ — оператор фредгольмов, если ф-ция K непрерывна в квадрате $S\times S$ (подробнее см. *Интегральный оператор*). Ур-ние (1) изучено Э. Фредгольмом (E. Fredholm) в 1900—03.

В теории Ф. у. доказывается совокупность теорем (называемая альтернативой Фредгольма) о разрешимости ур-ния (1) и союзного к нему ур-ния

$$\Psi(x)=\tilde{\lambda}\int K^*(x,y)\Psi(y)dy+g(x). \qquad (2)$$

Здесь $\tilde{\lambda}$ — число, комплексно сопряжённое с параметром λ, ф-ция $K^*(x, y)=\tilde{K}(y, x)$ — эрмитово сопряжённое ядро союзного ур-ния.

Если интегральное ур-ние (1) с непрерывным ядром разрешимо в классе непрерывных ф-ций $C(S)$ при любом свободном члене $f\in C(S)$, то и союзное к нему ур-ние (2) разрешимо при любом свободном члене $g\in C(S)$, причём эти решения единственны (первая теорема Фредгольма).

Если интегральное ур-ние (1) разрешимо в $C(S)$ не при любом свободном члене f, то:

1) однородные ур-ния (1) и (2) ($f=g=0$) имеют одинаковое (конечное) число линейно независимых решений (вторая теорема Фредго́льма);

2) для разрешимости ур-ния (1) необходимо и достаточно, чтобы свободный член f был ортогонален ко всем решениям союзного ур-ния (2) (третья теорема Фредгольма).

Число λ, при к-ром однородное ур-ние (1) имеет ненулевое решение, наз. характеристич. числом ядра K, а соответствующие решения — собственными ф-циями ядра, соответствующими этому характеристич. числу.

Доказывается также четвёртая теорема Фредгольма: в каждом круге $|\lambda|\leqslant R$ может находиться лишь конечное число характеристич. чисел ядра K.

Отсюда следует, что множество характеристич. чисел непрерывного ядра не более чем счётно и не имеет конечных предельных точек. Из второй теоремы Фредгольма вытекает, что кратность каждого характеристич. числа конечна.

Лит.: Колмогоров А. Н., Фомин С. В., Элементы теории функций и функционального анализа, 6 изд., М., 1989; Владимиров В. С., Уравнения математической физики, 5 изд., М., 1988.

С. В. Молодцов.

ФРЁЛИХОВСКОЕ ВЗАИМОДЕ́ЙСТВИЕ — эфф. взаимодействие между электронами в металле, возникающее благодаря их индивид. взаимодействию с колебаниями кристаллич. решётки — фононами (см. *Электрон-фононное взаимодействие*). Описано полуфеноменологически в 1950 Х. Фрёлихом (H. Fröhlich) [1]. В дальнейшем Ф. в. было последовательно рассмотрено на основе модели Бардина — Пайнса при учёте статической экранировки межэлектронного кулоновского взаимодействия $\tilde{V}(q)=V(q)/\varepsilon(q)$, где $V(q)=4\pi e^2/q^2$ — фурье-образ дальнодействующего кулоновского потенциала, $\varepsilon(q)=1+K_s/q^2$ — статическая *диэлектрическая проницаемость* металла в пределе длинных волн ($q\to 0$), K_s — обратный радиус экранирования, соответствующий короткодействующему взаимодействию $\exp(-K_s r)/r$ вместо обычного $1/r$. В рамках Ф. в. учитывается также перенормировка частоты акустич. ветви продольных колебаний ионов металла, к-рая в модели Бардина — Пайнса практически не обладает дисперсией и совпадает с *плазменной частотой* ионов ω_{pl}; именно, $\tilde{\omega}(q)=\omega_{pl}/\varepsilon(q)$, что приводит к линейному закону дисперсии в пределе длинных волн $\tilde{\omega}(q)\simeq sq$, где q — квазиимпульс, $s=\omega_{pl}/K_s$ — продольная скорость звука. Аналогичная перенормировка происходит и с коэффициентами электрон-фононного взаимодействия $\tilde{A}_q^2=A_q^2/\varepsilon(q)$, к-рые при малых q перестают зависеть от q (тогда как исходные коэф. A_q расходились при $q\to 0$ как $1/q$).

Указанные перенормированные величины входят в определение гамильтониана, описывающего Ф. в.,

$$H=H_e^0+\tilde{H}_{ph}^0+\tilde{H}_{e-e}+\tilde{H}_{e-ph},$$

где определения всех слагаемых такие же, как в гамильтониане (11), описывающем модель Бардина — Пайнса в ст. *Электрон-фононное взаимодействие*, с заменой величин $V(q)$, $\omega(q)$ и A_q на их перенормированные (в указанном выше смысле) значения.

На основе Ф. в. с помощью процедуры, предложенной Р. Фейнманом [2], в рамках *термодинамической теории возмущений* можно исключить фононные переменные и получить эфф. межэлектронное взаимодействие — вообще говоря, нелокальное в пространстве и запаздывающее во времени; если пренебречь нелокальностью и запаздыванием, то описанная процедура приводит к получению гамильтониана *Бардина — Купера — Шриффера модели* (БКШ-модели). Аналогичная процедура исключения фононов в рамках метода *Грина функций* проведена в [3].

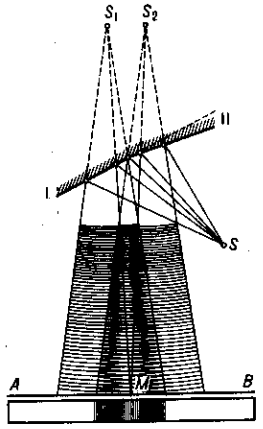
Лит.: 1) Fröhlich H., Theory of the superconducting state, «Phys. Rev.», 1950, v. 79, № 5, p. 845; 2) Feynman R. P., An operator calculus having applications in quantum electrodynamics, «Phys. Rev.», 1951, v. 84, p. 108; 3) Москаленко В. А., Критерий сверхпроводимости, «ДАН СССР», 1962, т. 147, с. 1340; его же, Определение критической температуры сверхпроводника, «ФТТ», 1962, т. 4, с. 2770; см. также *лит.* при ст. *Электрон-фононное взаимодействие.*

В. А. Москаленко, Ю. Г. Рудой.

ФРЕНЕ́ЛЯ ДИФРА́КЦИЯ — дифракция сферич. световой волны на неоднородности (напр., отверстии в экране), размер к-рой b сравним с диаметром первой *Френеля зоны* $\sqrt{z\lambda}$: $b\sim\sqrt{z\lambda}$ (дифракция в сходящихся лучах), где z —

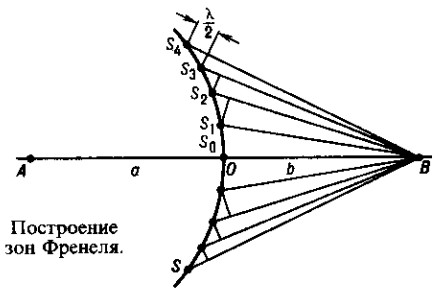
расстояние от точки наблюдения до экрана, λ — длина волны. Названа по имени О. Ж. Френеля (A. J. Fresnel). Подробнее см. *Дифракция света*.

ФРЕНЕ́ЛЯ ЗЕ́РКАЛА (бизеркала Френеля) — оптическое устройство, предложенное в 1816 О. Ж. Френелем для наблюдения явления *интерференции света*. Ф. з. состоят из двух плоских зеркал I и II (рис.), образующих друг с другом угол, немного меньший 180°. Источник света S, отражённый в них, образует два близко расположенных мнимых изображения S_1 и S_2. Пучки света от этих изображений (когерентные, т. к. образованы одним источником) пересекаются под малым углом и дают интерференц. картину на экране AB. Ф. з. используются в интерферометрии.



Лит.: Ландсберг Г. С., Оптика, 5 изд., М., 1976.

ФРЕНЕ́ЛЯ ЗО́НЫ — участки, на к-рые разбивают поверхность фронта световой волны для упрощения вычислений при определении амплитуды волны в заданной точке пространства. Метод Ф. з. используется при рассмотрении задач о *дифракции волн* в соответствии с *Гюйгенса — Френеля принципом*. Рассмотрим распространение монохроматич. световой волны из точки A (источник) в к.-л. точку наблюдения B (рис.). Согласно принципу Гюйгенса — Френеля, действие источника A заменяют действием воображаемых источников, расположенных на вспомогат. поверхности S, в качестве к-рой выбирают поверхность фронта сферич. волны, идущей из A. Эту поверхность разбивают на кольцевые зоны так, чтобы расстояния от краёв зоны до точки наблюдения B отличались на $\lambda/2$: $S_1B-S_0B=S_2B-S_1B=S_3B-S_2B=\lambda/2$ (S_0 — точка пересечения фронта волны с линией AB, λ — длина волны). Построенные таким способом равновеликие участки поверхности наз. Ф. з.



Построение зон Френеля.

Радиус m-й Ф. з. в случае дифракции на круглых отверстиях и экранах определяется следующим приближённым выражением (при $m\lambda \ll b$): $\rho_m=\sqrt{m\lambda ab/(a+b)}$, где a и b — соответственно расстояния от источника и от точки наблюдения до отверстия (экрана). В случае дифракции на прямолинейных структурах (прямолинейный край экрана, щель) размер m-й Ф. з. (расстояние внеш. края зоны от линии, соединяющей источник и точку наблюдения) приближённо равен $\sqrt{m\lambda b}$.

Волновой процесс в точке B можно рассматривать как результат интерференции волн, приходящих в точку наблюдения от каждой Ф. з. в отдельности, приняв во внимание, что амплитуда колебаний от каждой зоны медленно убывает с ростом номера зоны, а фазы колебаний, вызываемых в точке B смежными зонами, противоположны. Поэтому волны, приходящие в точку наблюдения от двух смежных зон, ослабляют друг друга и амплитуда результирующего колебания в точке B меньше, чем амплитуда, создаваемая действием одной центр. зоны. Следовательно, действие всей волны в точке наблюдения B сводится к действию её малого участка, меньшего, чем центр. зона, т. е. использование Ф. з. даёт возможность наглядно объяснить прямолинейное распространение света с точки зрения его волновой природы.

Метод разбиения на Ф. з. позволяет просто составить качественное, а в ряде случаев достаточно точное и количественное представление о результатах дифракции волн при разл. сложных условиях их распространения. Экран, состоящий из системы концентрич. колец, соответствующих Ф. з. (см. *Зонная пластинка*), может дать, как и линза, усиление освещённости на оси или даже создать изображение. Метод Ф. з. применим не только в оптике, но и при изучении распространения радио- и звуковых волн.

Лит.: Ландсберг Г. С., Оптика, 5 изд., М., 1976.

Л. Н. Капорский.

ФРЕНЕ́ЛЯ ИНТЕГРА́ЛЫ — спец. ф-ции, двулистные аналитич. ф-ции вида

$$C(z)=\frac{1}{\sqrt{2\pi}}\int_0^z\frac{\cos t\,dt}{\sqrt{t}}=\sqrt{\frac{2}{\pi}}\int_0^{\sqrt{z}}\cos t^2\,dt,$$

$$S(z)=\frac{1}{\sqrt{2\pi}}\int_0^z\frac{\sin t\,dt}{\sqrt{t}}=\sqrt{\frac{2}{\pi}}\int_0^{\sqrt{z}}\sin t^2\,dt.$$

Введены О. Ж. Френелем в нач. 19 в. Встречаются в разл. областях физики; напр., в теории дифракции, теории поперечных колебаний стержня и т. д. Ф. и. можно представить в виде степенных рядов:

$$C(z)=\sqrt{\frac{2}{\pi}}z\sum_{n=0}^{\infty}\frac{(-1)^n z^{2n}}{(4n+1)(2n)!},$$

$$S(z)=\sqrt{\frac{2}{\pi}}z\sum_{n=0}^{\infty}\frac{(-1)^n z^{2n+1}}{(4n+3)(2n+1)!},$$

$$|z|<\infty.$$

Асимптотич. представление при $|z|\gg 1$, $|\arg z|\leqslant\pi-\varepsilon\,(\varepsilon>0)$

$$C(z)\approx\frac{1}{2}+\frac{\sin z}{\sqrt{2\pi z}},\quad S(z)\approx\frac{1}{2}-\frac{\cos z}{\sqrt{2\pi z}}.$$

Часто Ф. и. называют также ф-ции

$$C(z)=\int_0^z\cos\frac{\pi t^2}{2}\,dt,$$

$$S(z)=\int_0^z\sin\frac{\pi t^2}{2}\,dt.$$

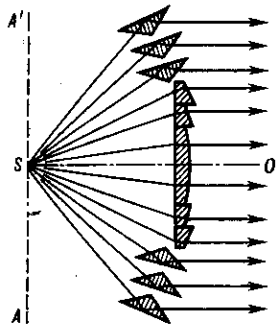
Ф. и. тесно связаны с интегралом вероятностей (см. *Интегральные функции*).

Лит. см. при ст. *Специальные функции*.

ФРЕНЕ́ЛЯ ЛИ́НЗА — сложная составная линза, применяемая в маячковых и сигнальных фонарях. Предложена О. Ж. Френелем. Состоит не из цельного шлифованного куска стекла со сферич. или иными поверхностями, как обычные линзы, а из отд. примыкающих друг к другу концентрич. колец небольшой толщины, к-рые в сечении имеют форму призм спец. профиля (рис.). Эта конструкция обеспечивает малую толщину (а следовательно, и вес) Ф. л. даже при большом угле охвата. Сечения колец Ф. л. таковы, что *сферическая аберрация* Ф. л. невелика, и лучи от точечного источника S, помещённого в фокусе линзы, после преломления в кольцах выходят практически параллельным пучком (в кольцевых Ф. л.).

Ф. л. бывают кольцевыми и поясными. Первые представляют собой систему, получаемую вращением изображённого на рис. профиля вокруг оптич. оси SO, они направляют световой поток в к.-л. одном направлении.

Поясные Ф. л. получают вращением этого же профиля вокруг оси ASA', перпендикулярной SO; они посылают свет от источника по всем направлениям горизонтально. Диаметр Ф. л. от 10—20 см до неск. м.



Сечение кольцевой линзы Френеля. В центре линзы — кольца, наружные поверхности которых являются частями тороидальных поверхностей; по краям линзы — кольца, где кроме преломления происходит полное внутреннее отражение.

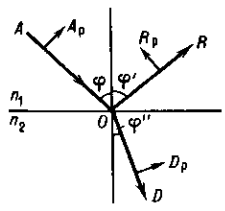
ФРЕНЕ́ЛЯ УРАВНЕ́НИЕ — осн. ур-ние кристаллооптики, определяющее нормальную скорость v распространения световой волны в кристалле. Названо по имени О. Ж. Френеля и имеет следующий вид:

$$\frac{N_x^2}{v^2-v_x^2}+\frac{N_y^2}{v^2-v_y^2}+\frac{N_z^2}{v^2-v_z^2}=0,$$

где N_x, N_y, N_z — проекции вектора нормали N к фронту волны на гл. направление кристалла; $v_x=c/n_x$, $v_y=c/n_y$, $v_z=c/n_z$ — гл. фазовые скорости волны; n_x, n_y, n_z — гл. показатели преломления кристалла. Подробнее см. *Кристаллооптика*.

ФРЕНЕ́ЛЯ ФО́РМУЛЫ — определяют отношения амплитуды, фазы и состояния поляризации отражённой и преломлённой световых волн, возникающих при прохождении света через границу раздела двух прозрачных диэлектриков, к соответствующим характеристикам падающей волны. Установлены О. Ж. Френелем в 1823 на основе представлений об упругих поперечных колебаниях эфира. Однако те же самые соотношения — Ф. ф. — следуют в результате строгого вывода из эл.-магн. теории света при решении ур-ний Максвелла.

Пусть плоская световая волна падает на границу раздела двух сред с показателями преломления n_1 и n_2 (рис.). Углы φ, φ' и φ'' есть соответственно углы падения, отражения и преломления, причём всегда $n_1\sin\varphi=n_2\sin\varphi''$ (закон преломления) и $|\varphi|=|\varphi'|$ (закон отражения). Амплитуду электрического вектора падающей волны A разложим на составляющую с амплитудой A_p, параллельную плоскости падения, и составляющую с амплитудой A_s, перпендикулярную плоскости падения. Аналогично разложим амплитуды отражённой волны R на составляющие R_p и R_s, а преломлённой волны D — на D_p и D_s (на рис. показаны только p-составляющие). Ф. ф. для этих амплитуд имеют вид



$$R_s=\frac{-\sin(\varphi-\varphi'')}{\sin(\varphi+\varphi'')}A_s;\quad R_p=\frac{\operatorname{tg}(\varphi-\varphi'')}{\operatorname{tg}(\varphi+\varphi'')}A_p;$$

$$D_s=\frac{2\sin\varphi''\cos\varphi}{\sin(\varphi+\varphi'')}A_s;\quad D_p=\frac{2\sin\varphi''\cos\varphi}{\sin(\varphi+\varphi'')\cos(\varphi-\varphi'')}A_p. \qquad (1)$$

Из (1) следует, что при любом значении углов φ и φ'' знаки A_p и D_p совпадают. Это означает, что совпадают и фазы, т. е. во всех случаях преломлённая волна сохраняет фазу падающей. Для компонент отражённой волны (R_p и R_s) фазовые соотношения зависят от φ, n_1 и n_2; если $\varphi=0$, то при $n_2>n_1$ фаза отражённой волны сдвигается на π.

В экспериментах обычно измеряют не амплитуду световой волны, а её интенсивность, т. е. переносимый ею поток энергии, пропорциональный квадрату амплитуды (см. *Пойнтинга вектор*). Отношения средних за период потоков энергии в отражённой и преломлённой волнах к среднему потоку энергии в падающей волне наз. коэф. отражения r и коэф. прохождения d. Из (1) получим Ф. ф., определяющие коэф. отражения и преломления для s- и p-составляющих падающей волны, учтя, что

$$r_s=(R_s/A_s)^2;\quad r_p=(R_p/A_p)^2;$$

$$d_s=\left(\frac{D_s}{A_s}\right)^2\frac{\sin\varphi\cos\varphi''}{\sin\varphi''\cos\varphi};\quad d_p=\left(\frac{D_p}{A_p}\right)^2\frac{\sin\varphi\cos\varphi''}{\sin\varphi''\cos\varphi}. \qquad (2)$$

В отсутствие *поглощения света* между коэффициентами в соответствии с законами сохранения энергии существуют отношения $r_s+d_s=1$ и $r_p+d_p=1$. Если на границу раздела падает *естественный свет*, т. е. все направления колебаний электрич. вектора равновероятны, то энергия волны поровну делится между p- и s-колебаниями, полный коэф. отражения в этом случае $r=(1/2)(r_s+r_p)$. Если $\varphi+\varphi''=90°$, то $\operatorname{tg}(\varphi+\varphi'')\to\infty$ и $r_p=0$, т. е. в этих условиях свет, поляризованный так, что его электрич. вектор лежит в плоскости падения, совсем не отражается от поверхности раздела. При падении естеств. света под таким углом отражённый свет будет полностью поляризован. Угол падения, при к-ром это происходит, наз. углом полной поляризации или углом Брюстера (см. *Брюстера закон*), для него справедливо соотношение $\operatorname{tg}\varphi_Б=n_2/n_1$.

При нормальном падении света на границу раздела двух сред ($\varphi=0$) Ф. ф. для амплитуд отражённой и преломлённой волн могут быть приведены к виду

$$R_s=-\frac{n_2-n_1}{n_2+n_1}A_s;\quad R_p=\frac{n_2-n_1}{n_2+n_1}A_p;$$

$$D_s=\frac{2n_1}{n_2+n_1}A_s;\quad D_p=\frac{2n_1}{n_2+n_1}A_p. \qquad (3)$$

Здесь исчезает различие между составляющими s и p, т. к. понятие плоскости падения теряет смысл. В этом случае, в частности, получаем

$$r=r_s=r_p=\left(\frac{n_2-n_1}{n_2+n_1}\right)^2;$$

$$d=d_s=d_p=\frac{4n_1n_2}{(n_2+n_1)^2}. \qquad (4)$$

Из (4) следует, что *отражение света* на границе раздела тем больше, чем больше абс. величина разности n_2-n_1; коэф. r и d не зависят от того, с какой стороны границы раздела приходит падающая световая волна.

Условие применимости Ф. ф. — независимость показателя преломления среды от амплитуды вектора электрич. напряжённости световой волны. Это условие, тривиальное в классич. (линейной) оптике, не выполняется для световых потоков большой мощности, напр. излучаемых лазерами. В таких случаях Ф. ф. не дают удовлетворит. описания наблюдаемых явлений и необходимо использовать методы и понятия *нелинейной оптики*.

Лит.: Борн М., Вольф Э., Основы оптики, пер. с англ., 2 изд., М., 1973; Калитеевский Н. И., Волновая оптика, 2 изд., М., 1978.

Л. Н. Капорский.

ФРЕНЕ́ЛЯ ЭЛЛИПСО́ИД — эллипсоид, соответствующий поверхности световой волны, распространяющейся от точечного источника в кристалле. Длины осей Ф. э. пропорц. значениям гл. лучевых скоростей света в кристалле. Ф. э. описывается ур-нием

$$\varepsilon_x x^2+\varepsilon_y y^2+\varepsilon_z z^2=1,$$

где ε_x, ε_y, ε_z — значения *диэлектрической проницаемости* по гл. осям кристалла. Ф. э. позволяет определить лучевые скорости света по любым направлениям в кристалле. В общем случае поверхность волны двухполостная, что соответствует распространению в каждом направлении с разными скоростями двух волн, поляризованных во взаимно перпендикулярных плоскостях. Из всех центр. сечений

ФРУАССА́РА ТЕОРЕ́МА — одна из *асимптотических теорем* в физике высоких энергий, ограничивающая скорость роста полных сечений сильного взаимодействия при высоких энергиях (подробней см. *Фруассара ограничение*).

ФРУ́ДА ЧИСЛО́ — один из *подобия критериев* движения жидкости или газа, применяемых в случаях, когда существенно воздействие силы тяжести. Введено У. Фрудом (W. Froude) в 1870. Ф. ч. характеризует соотношение между инерц. силой и силой тяжести, действующими на элементарный объём жидкости или газа, Ф. ч. $Fr = v^2/gl$, где v — скорость течения или скорость движущегося тела, g — ускорение свободного падения, l — характерный размер потока или тела. Условие подобия — равенство Ф. ч. для модели и для натурных объектов — применяют при моделировании движения кораблей, течений воды в открытых руслах, испытаниях моделей гидротехн. сооружений и др.

ФРУСТРА́ЦИИ (от лат. frustratio — неудовлетворённость) — вырождение основного состояния в конденсированных системах взаимодействующих объектов, обладающих наряду с трансляционными степенями свободы к.-л. дополнит. ориентационной степенью свободы, иногда называемой «спиновой» или квазиспиновой (о понятии квазиспина см. в ст. *Спиновый гамильтониан*). Это вырождение связано с отсутствием в таких системах к.-л. единственно возможной конфигурации «спинов», удовлетворяющей условию минимальности энергии основного состояния. Ф. возникают в таких системах (как правило, являющихся *стёклами*) при наличии конкурирующих взаимодействий различных знаков и радиусов действия и имеющих, как правило, случайный (статистич.) характер. Ф. — необходимое условие «стекольного» поведения и фазового перехода в таких системах, однако не являются достаточным условием; в частности, существуют строго периодические системы, обладающие Ф. (напр., нек-рые типы антиферромагн. *Изинга моделей*). Примеры систем, обладающих Ф., — разл. системы магн. моментов в спиновых стёклах, электрич. диполей в смесях сегнето- и антисегнетоэлектриков, электрич. квадруполей в нек-рых молекулярных кристаллах и т. п. Понятие Ф. используется также в квантовой теории поля.

Лит. см. при статьях *Спиновое стекло, Стёкла.* *Ю. Г. Рудой.*

ФТОР (лат. Fluorum), F, — хим. элемент VII группы периодич. системы элементов, ат. номер 9, ат. масса 18,9984, относится к *галогенам*. В природе представлен стабильным ^{19}F. Конфигурация электронных оболочек $1s^2 2s^2 p^5$. Энергии последоват. ионизаций 17,422; 34,987; 62,661; 87,2; 114,25 эВ. Сродство к электрону 3,448 эВ. Радиус атома F 64—71 пм (по разным данным), иона F^- 133 пм. Значение электроотрицательности 4,0 (наивысшее среди всех элементов).

Газ бледно-жёлтого цвета, с резким запахом, сильно ядовит. Во всех агрегатных состояниях состоит из молекул F_2, межъядерное расстояние 141,31 пм (в газе), энергия связи атомов 159,6 кДж/моль. $t_{пл} = -219{,}699$ °С, $t_{кип} = -188{,}200$ °С. При $-227{,}60$ °С тв. Ф. претерпевает фазовый переход и существующая при более высоких темп-рах кубич. модификация превращается в моноклинную. Плотность газообразного Ф. при нормальных условиях 1,695 г/дм^3. Уд. теплоёмкость $c_p = 37{,}34$ Дж/(моль · К). Уд. теплота плавления 0,5104 кДж/моль, уд. теплота испарения 6,544 кДж/моль. Теплопроводность 24,8 мВт/(м · К) (0 °С).

Ф. — сильнейший окислитель (степень окисления -1), обладает высокой реакционной способностью. Соединения Ф. — фториды — известны для всех хим. элементов, кроме лёгких инертных газов (He, Ne и Ar). С помощью Ф. получен легколетучий UF_6, к-рый используется в диффузионных методах разделения изотопов *урана*. Водный раствор HF (плавиковая к-та) широко применяется для травления стекла и др. целей. Использование Ф. позволяет получать разл. фторопласты, в т. ч. термически и коррозионно стойкий тефлон. Соединения, содержащие Ф. (т. н. фреоны), до сих пор применяют в качестве хладагентов в холодильных установках и для др. целей, несмотря на то, что содержание фреона в окружающей среде — один из показателей её загрязнения. Долгоживущих искусств. радиоизотопов Ф. нет; для исследований используют короткоживущий ^{20}F (β^--распад, $T_{1/2} = 11{,}176$ с).

С. С. Бердоносов.

ФУГИТИ́ВНОСТЬ (фугативность) (англ. fugacity, от лат. fugio — убегаю) в термодинамике — ф-ция $f_i(p, T)$ давления p и абс. темп-ры T, определяющая отклонение *химического потенциала* $\mu_i(p, T)$ вещества (на моль) в чистом виде и в смеси от его значения $\mu_i^0(p, T)$ в приближении идеального газа. Термин «Ф.» введён амер. физикохимиком Г. Н. Льюисом (G. N. Lewis) в 1901, однако однозначное определение ф-ции $f_i(p, T)$ не установилось. Так, Ф. называют [1] ф-цию

$$f_i^{(1)} = \exp\{[\mu_i(p, T) - \mu_i^0(p, T)_{p=1}]/RT\},$$

а также [2] ф-цию

$$f_i^{(2)} = \exp\{[\mu_i(p, T) - \mu_i^0(p, T)]/RT\};$$

при этом для идеального газа $f_i^{(1)} = p$, а $f_i^{(2)} = 1$. Понятие Ф. используется при исследовании термодинамич. свойств неидеальных газов (особенно смесей) и систем газ — жидкость при фазовом равновесии. Однако введение Ф. не открывает принципиально новых возможностей по сравнению с методами, использующими лишь хим. потенциалы.

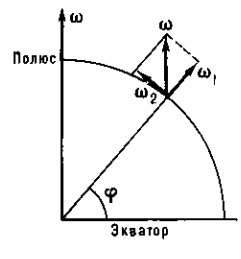
В статистич. физике Ф. определяется через хим. потенциал на одну частицу μ' и применяется при анализе статистич. сумм большого канонич. ансамбля и построении вириальных разложений для неидеального газа. При этом встречаются разл. определения Ф. Так, в [3] Ф. $f = kTz$, где $z = (2\pi mkT/h^2)^{3/2} \exp(\mu'/kT)$ — активность; в этом случае для идеального газа, для к-рого

$$\mu_0' = kT \ln [n(2\pi mkT/h^2)^{-3/2}],$$

где n — плотность числа молекул, $f = p$. В [4] и [5] Ф. названа активность z, к-рая в пределе идеального газа переходит в n. Иногда Ф. называют величину $\exp(\mu'/kT)$.

Лит.: 1) Кричевский И. Р., Понятия и основы термодинамики, 2 изд., М., 1970; 2) Кубо Р., Термодинамика, пер. с англ., М., 1970; 3) Квасников И. А., Термодинамика и статистическая физика. Теория равновесных систем, М., 1991; 4) Münster A., Statistical thermodynamics, v. 1, N. Y.— [a. o.], 1969; 5) Кубо Р., Статистическая механика, пер. с англ., М., 1967. *А. Г. Башкиров.*

ФУКО́ МА́ЯТНИК — маятник, используемый для демонстраций, подтверждающих факт суточного вращения Земли. Ф. м. представляет собой массивный груз, подвешенный на проволоке или нити, верх. конец к-рой укреплён (напр., с помощью карданного шарнира) так, что позволяет маятнику качаться в любой вертикальной плоскости. Если Ф. м. отклонить от вертикали и отпустить без нач. скорости, то действующие на груз маятника силы тяжести и натяжения нити будут лежать всё время в плоскости качаний маятника и не смогут вызвать её вращения по отношению к звёздам (к инерциальной системе отсчёта, связанной со звёздами). Наблюдатель же, находящийся на Земле и вращающийся вместе с ней (т. е. находящийся в неинерциальной системе отсчёта), будет видеть, что плоскость качаний Ф. м. медленно поворачивается относительно земной поверхности в сторону, противоположную направлению вращения Земли. Этим и подтверждается факт суточного вращения Земли.



На Северном или Южном полюсе плоскость качаний Ф. м. совершит поворот на 360° за звёздные сутки (на 15° за звёздный час). В пункте земной поверхности, географич. широта к-рого равна φ (рис.), плоскость горизонта вращается вокруг вертикали с угл. скоростью $\omega_1 = \omega \sin\varphi$ (ω — модуль угл. скорости Земли, см. рис.) и плоскость качания маятника вращается с той же угл. скоростью. Поэтому видимая угл. скорость вращения плоскости качаний Ф. м. на широте φ, выраженная в градусах за звёздный час, имеет значение $\omega_м = 15° \sin\varphi$, т. е. будет тем меньше, чем меньше φ, и на

ФРИ́ДМАНА — РО́БЕРТСОНА — УО́КЕРА МЕ́ТРИКА — нестационарная метрика четырёхмерного однородного и изотропного пространства-времени с 6-параметрической группой симметрий:

$$ds^2 = c^2dt^2 - R^2(t)\left(dx^2+dy^2+dz^2\right)\left[1+(k/4)\left(x^2+y^2+z^2\right)\right]^{-2}, \qquad (*)$$

где $R(t)$ — произвольная ф-ция времени t, имеющая размерность длины; x, y, z — безразмерные пространств. координаты; $k=-1, 0, 1$.

Ф.—Р.—У. м. как решение ур-ний общей теории относительности была впервые найдена А. А. Фридманом в 1922 для случая $k=1$ и в 1924 для случая $k=-1$. Эти результаты были независимо повторены Ж. Леметром (G. Lemaitre) в 1927, после чего важный вклад в её строгий матем. вывод был внесён в 1929, 1933 Г. Робертсоном (H. P. Robertson), в т. ч. случай $k=0$, и в 1936 А. Уокером (A. G. Walker) с помощью методов теории групп для многообразия с максимально симметричными (т. е. однородными и изотропными в любой точке) подпространствами.

Метрика подпространства с координатами x, y, z для каждого t однородна и изотропна в любой точке x, y, z. Для Ф.—Р.—У. м. каждая траектория $(x, y, z)=\text{const}$ есть *геодезическая линия*, поэтому координаты t, x, y, z образуют *сопутствующую систему отсчёта*, к-рая в данном случае одновременно является и синхронной (см. *Синхронная система*). Время t есть *собственное время*, показываемое покоящимися часами в каждой точке пространства.

Когда для определения ф-ции $R(t)$ и значения k используют ур-ния Эйнштейна с неравным нулю *тензором энергии-импульса* материи, пространство-время с метрикой (*) наз. *космологической моделью* Фридмана (иногда, если учитывается космологич. постоянная, её наз. также моделью Леметра). Для материи с гидродинамич. тензором энергии-импульса

$$T_{\mu\nu} = (\varepsilon + p)u_\mu u_\nu - pg_{\mu\nu},$$

где ε — плотность энергии, p — давление, u_μ — 4-скорость, условие макс. симметрии подпространства в модели Фридмана выполняется, если ρ и p — ф-ции только времени, а $u_1=u_2=u_3=0$. При $k=-1$ (открытая модель Фридмана) и $k=0$ (плоская модель) объём трёхмерного пространства бесконечен, а при $k=1$ (закрытая модель) он конечен и равен $2\pi^2R^3$, хотя пространство не имеет границ. Ф-цию $R(t)$ наз. масштабным фактором, поскольку дифференциал собств. расстояния между любыми двумя точками модели пропорционален R:

$$dl = R\left(1+kr^2/4\right)^{-1}dr,$$

где $r=\sqrt{x^2+y^2+z^2}$. При $k=+1$ после перехода к сферич. координатам и замены $\chi = 2\operatorname{arctg}(r/2)$ Ф.—Р.—У. м. приводится к виду

$$ds^2 = c^2dt^2 - R^2(t)\left(d\chi^2+\sin^2\chi\, d\Omega^2\right),$$
$$d\Omega^2 = d\theta^2+\sin^2\theta\, d\varphi^2,\ 0\leqslant\chi\leqslant\pi,$$

а при $k=-1$ после замены $\chi = 2\operatorname{arcth}(r/2)$ — к виду

$$ds^2 = c^2dt^2 - R^2(t)\left(d\chi^2+\operatorname{sh}^2\chi\, d\Omega^2\right),$$
$$0\leqslant\chi<\infty.$$

Ф.—Р.—У. м. является основной для совр. *космологии*, т. к. наблюдаемая часть Вселенной приближённо описывается этой метрикой (с точностью до малых неоднородных возмущений). Из ур-ний для масштабного фактора следует, что в общем случае $dR/dt\neq 0$. Отсюда вытекает важнейшее предсказание о нестационарности однородной изотропной Вселенной, к-рое было подтверждено в 1929 открытием Э. Хабблом (E. P. Hubble) *красного смещения* галактик, пропорционального их расстоянию от нас.

Важными частными случаями Ф.—Р.—У. м. являются метрика Милна [$k=-1$, $R(t)=t$], описывающая *Минковского пространство-время* в нек-рых спец. координатах (не покрывающих всего многообразия), а также метрика де Ситтера первого рода [$k=+1$, $R(t)=cH_0^{-1}\operatorname{ch}(H_0t)$, или $k=0$, $R(t)\subset\exp(H_0t)$, или $k=-1$, $R(t)=cH_0^{-1}\operatorname{sh}(H_0t)$, где $H_0=\text{const}$] и метрика де Ситтера второго рода [$k=-1$, $R(t)=cH_0^{-1}\cos(H_0t)$], описывающие пространство-время пост. кривизны (см. *Де Ситтера пространство-время*).

Лит.: Зельдович Я. Б., Новиков И. Д., Строение и эволюция Вселенной, М., 1975; Вайнберг С., Гравитация и космология, пер. с англ., М., 1975; Меллер К., Теория относительности, пер. с англ., М., 1975. *И. К. Розгачёва, А. А. Старобинский.*

ФРУАССА́РА ОГРАНИЧЕ́НИЕ — ограничение на максимально возможный рост полных *сечений* σ, сильных взаимодействий адронов при высоких энергиях. Получено М. Фруассаром [1] в 1961 на основе *Мандельстама представления*. В 1966 А. Мартен [2] показал, что для справедливости Ф. о. достаточно, чтобы амплитуда упругого рассеяния была аналитич. ф-цией переданного импульса в более узкой области (названной позднее эллипсом Мартена), и в рамках аксиоматич. подхода доказал существование такой области (см. *Амплитуда рассеяния, Рассеяние микрочастиц, Аксиоматическая квантовая теория поля*). Результаты Мартена выявили значение Ф. о. как строгого следствия аксиом квантовой теории поля, в связи с чем его часто называют ограничением Фруассара — Мартена.

Ф. о. имеет вид

$$\sigma_t(s)\leqslant\pi m_\pi^{-2}\ln^2(s/s_0);$$

$s=(p_1+p_2)^2$, p_1 и p_2 — 4-импульсы сталкивающихся частиц, m_π — масса π-мезона, s_0 — нек-рый неопредел. параметр. Появление массы π-мезона в Ф. о. связано с тем, что π-мезон как легчайший адрон определяет размеры области аналитич. амплитуды упругого рассеяния $F(s, t)$ по переданному импульсу t, $t=(p_1-p_3)^2$, p_3 — 4-импульс частицы после столкновения. Ограничение выводится для $\operatorname{Im}F(s, 0)$, но по *оптической теореме* $\operatorname{Im}F(s, 0)\sim\sigma_t(s)$. Ф. о. показывает, что взаимодействие частиц в том случае, когда все частицы имеют ненулевую массу, обязано быть короткодействующим (при изучении рассеяния адронов эл.-магн. взаимодействием можно пренебречь). Точный смысл этого утверждения состоит в том, что радиус взаимодействия R [по определению $\sigma_t(s)=\pi R^2(s)$], хотя и может неограниченно возрастать при $s\to\infty$, но только логарифмически. Радиус взаимодействия определяется числом парциальных сечений $\sigma_l(s)$, к-рые вносят существ. вклад в полное сечение. Ф. о. — следствие экспоненциального падения $\sigma_l(s)$, начиная с нек-рого $l\approx\sqrt{s}\ln s$. Присутствие в Ф. с. неопредел. константы s_0 приводит к тому, что формально это ограничение справедливо лишь для асимптотических (бесконечно высоких) энергий. Однако были получены и конечноэнергетич. аналоги Ф. о. [первый в 1970 Ф. Дж. Индурайном (F. J. Indurain)]. При выводе этих аналогов помимо общих принципов квантовой теории поля используется информация о низкоэнергетич. поведении амплитуды рассеяния. Знак равенства в Ф. о. может достигаться только в случае, когда процесс рассеяния при высоких энергиях оказывается чисто упругим. В общем случае аксиоматическая верх. граница для полных сечений определяется неравенством

$$\sigma_t(s)\leqslant\left(\sigma_{el}(s)/\sigma_t(s)\right)(\pi/m_\pi^2)\ln^2(s/s_0);$$

$\sigma_{el}(s)$ — сечение упругого рассеяния. Вслед за Ф. о. были найдены аксиоматические ограничения на амплитуды упругих и неупругих процессов при высоких энергиях. Аналитичность амплитуды упругого рассеяния по энергии приводит к тому, что разность сечений двух процессов, связанных условием *перекрёстной симметрии*, напр. π^+p и π^-p, удовлетворяет более сильному ограничению, чем Ф. о.:

$$\sigma_{\pi^+p}-\sigma_{\pi^-p}\leqslant C\ln(s/s_0),$$

где C — константа. Эксперим. данные свидетельствуют о том, что полные сечения адронов близки к своим верх. границам.

Лит.: 1) Froissart M., Asymptotic behavior and substractions in the Mandelstam representation, «Phys. Rev.», 1961, v. 123, p. 1053; 2) Martin A., Extension of the axiomatic analicity domain of scattering amplitudes by unitarity, I, II, «Nuovo Cim.», 1966, v. 42A, p. 930, v. 44A, p. 1219. *Ю. С. Вернов.*

ФРУАССА́РА ТЕОРЕ́МА — одна из *асимптотических теорем* в физике высоких энергий, ограничивающая скорость роста полных сечений сильного взаимодействия при высоких энергиях (подробней см. *Фруассара ограничение*).

ФРУ́ДА ЧИСЛО́ — один из *подобия критериев* движения жидкости или газа, применяемых в случаях, когда существенно воздействие силы тяжести. Введено У. Фрудом (W. Froude) в 1870. Ф. ч. характеризует соотношение между инерц. силой и силой тяжести, действующими на элементарный объём жидкости или газа, Ф. ч. $Fr = v^2/gl$, где v — скорость течения или скорость движущегося тела, g — ускорение свободного падения, l — характерный размер потока или тела. Условие подобия — равенство Ф. ч. для модели и для натурных объектов — применяют при моделировании движения кораблей, течений воды в открытых руслах, испытаниях моделей гидротехн. сооружений и др.

ФРУСТРА́ЦИИ (от лат. frustratio — неудовлетворённость) — вырождение основного состояния в конденсированных системах взаимодействующих объектов, обладающих наряду с трансляционными степенями свободы к.-л. дополнит. ориентационной степенью свободы, иногда называемой «спиновой» или квазиспиновой (о понятии квазиспина см. в ст. *Спиновый гамильтониан*). Это вырождение связано с отсутствием в таких системах к.-л. единственно возможной конфигурации «спинов», удовлетворяющей условию минимальности энергии основного состояния. Ф. возникают в таких системах (как правило, являющихся *стёклами*) при наличии конкурирующих взаимодействий различных знаков и радиусов действия и имеющих, как правило, случайный (статистич.) характер. Ф. — необходимое условие «стекольного» поведения и фазового перехода в таких системах, однако не являются достаточным условием; в частности, существуют строго периодические системы, обладающие Ф. (напр., нек-рые типы антиферромагн. *Изинга моделей*). Примеры систем, обладающих Ф., — разл. системы магн. моментов в спиновых стёклах, электрич. диполей в смесях сегнето- и антисегнетоэлектриков, электрич. квадруполей в нек-рых молекулярных кристаллах и т. п. Понятие Ф. используется также в квантовой теории поля.

Лит. см. при статьях *Спиновое стекло, Стёкла.* *Ю. Г. Рудой.*

ФТОР (лат. Fluorum), F, — хим. элемент VII группы периодич. системы элементов, ат. номер 9, ат. масса 18,9984, относится к *галогенам*. В природе представлен стабильным ^{19}F. Конфигурация электронных оболочек $1s^2 2s^2 p^5$. Энергии последоват. ионизаций 17,422; 34,987; 62,661; 87,2; 114,25 эВ. Сродство к электрону 3,448 эВ. Радиус атома F 64—71 пм (по разным данным), иона F^- 133 пм. Значение электроотрицательности 4,0 (наивысшее среди всех элементов).

Газ бледно-жёлтого цвета, с резким запахом, сильно ядовит. Во всех агрегатных состояниях состоит из молекул F_2, межъядерное расстояние 141,31 пм (в газе), энергия связи атомов 159,6 кДж/моль. $t_{пл} = -219{,}699$ °С, $t_{кип} = -188{,}200$ °С. При −227,60 °С тв. Ф. претерпевает фазовый переход и существующая при более высоких темп-рах кубич. модификация превращается в моноклинную. Плотность газообразного Ф. при нормальных условиях 1,695 г/дм^3. Уд. теплоёмкость $c_p = 37{,}34$ Дж/(моль·К). Уд. теплота плавления 0,5104 кДж/моль, уд. теплота испарения 6,544 кДж/моль. Теплопроводность 24,8 мВт/(м·К) (0 °С).

Ф. — сильнейший окислитель (степень окисления −1), обладает высокой реакционной способностью. Соединения Ф. — фториды — известны для всех хим. элементов, кроме лёгких инертных газов (He, Ne и Ar). С помощью Ф. получен легколетучий UF_6, к-рый используется в диффузионных методах разделения изотопов *урана*. Водный раствор HF (плавиковая к-та) широко применяется для травления стекла и др. целей. Использование Ф. позволяет получать разл. фторопласты, в т. ч. термически и коррозионно стойкий тефлон. Соединения, содержащие Ф. (т. н. фреоны), до сих пор применяют в качестве хладагентов в холодильных установках и для др. целей, несмотря на то, что содержание фреона в окружающей среде — один из показателей её загрязнения. Долгоживущих искусств. радиоизотопов Ф. нет; для исследований используют короткоживущий ^{20}F (β^--распад, $T_{1/2} = 11{,}176$ с).

С. С. Бердоносов.

ФУГИТИ́ВНОСТЬ (фугативность) (англ. fugacity, от лат. fugio — убегаю) в термодинамике — ф-ция $f_i(p, T)$ давления p и абс. темп-ры T, определяющая отклонение *химического потенциала* $\mu_i(p, T)$ вещества (на моль) в чистом виде и в смеси от его значения $\mu_i^0(p, T)$ в приближении идеального газа. Термин «Ф.» введён амер. физикохимиком Г. Н. Льюисом (G. N. Lewis) в 1901, однако однозначное определение ф-ции $f_i(p, T)$ не установилось. Так, Ф. называют [1] ф-цию

$$f_i^{(1)} = \exp\{[\mu_i(p, T) - \mu_i^0(p, T)_{p=1}]/RT\},$$

а также [2] ф-цию

$$f_i^{(2)} = \exp\{[\mu_i(p, T) - \mu_i^0(p, T)]/RT\};$$

при этом для идеального газа $f_i^{(1)} = p$, а $f_i^{(2)} = 1$. Понятие Ф. используется при исследовании термодинамич. свойств неидеальных газов (особенно смесей) и систем газ — жидкость при фазовом равновесии. Однако введение Ф. не открывает принципиально новых возможностей по сравнению с методами, использующими лишь хим. потенциалы.

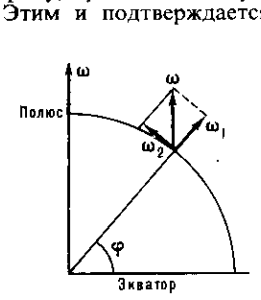
В статистич. физике Ф. определяется через хим. потенциал на одну частицу μ' и применяется при анализе статистич. сумм большого канонич. ансамбля и построении вириальных разложений для неидеального газа. При этом встречаются разл. определения Ф. Так, в [3] Ф. $f = kTz$, где $z = (2\pi mkT/h^2)^{3/2} \exp(\mu'/kT)$ — активность; в этом случае для идеального газа, для к-рого

$$\mu_0' = kT \ln\{n(2\pi mkT/h^2)^{-3/2}\},$$

где n — плотность числа молекул, $f = p$. В [4] и [5] Ф. названа активность z, к-рая в пределе идеального газа переходит в n. Иногда Ф. называют величину $\exp(\mu'/kT)$.

Лит.: 1) Кричевский И. Р., Понятия и основы термодинамики, 2 изд., М., 1970; 2) Кубо Р., Термодинамика, пер. с англ., М., 1970; 3) Квасников И. А., Термодинамика и статистическая физика. Теория равновесных систем, М., 1991; 4) Münster A., Statistical thermodynamics, v. 1, N. Y.— [a. o.], 1969; 5) Кубо Р., Статистическая механика, пер. с англ., М., 1967. *А. Г. Башкиров.*

ФУКО́ МА́ЯТНИК — маятник, используемый для демонстраций, подтверждающих факт суточного вращения Земли. Ф. м. представляет собой массивный груз, подвешенный на проволоке или нити, верх. конец к-рой укреплён (напр., с помощью карданного шарнира) так, что позволяет маятнику качаться в любой вертикальной плоскости. Если Ф. м. отклонить от вертикали и отпустить без нач. скорости, то действующие на груз маятника силы тяжести и натяжения нити будут лежать всё время в плоскости качаний маятника и не смогут вызвать её вращения по отношению к звёздам (к инерциальной системе отсчёта, связанной со звёздами). Наблюдатель же, находящийся на Земле и вращающийся вместе с ней (т. е. находящийся в неинерциальной системе отсчёта), будет видеть, что плоскость качаний Ф. м. медленно поворачивается относительно земной поверхности в сторону, противоположную направлению вращения Земли. Этим и подтверждается факт суточного вращения Земли.



На Северном или Южном полюсе плоскость качаний Ф. м. совершит поворот на 360° за звёздные сутки (на 15° за звёздный час). В пункте земной поверхности, географич. широта к-рого равна φ (рис.), плоскость горизонта вращается вокруг вертикали с угл. скоростью $\omega_1 = \omega \sin\varphi$ (ω — модуль угл. скорости Земли, см. рис.) и плоскость качания маятника вращается с той же угл. скоростью. Поэтому видимая угл. скорость вращения плоскости качаний Ф. м. на широте φ, выраженная в градусах за звёздный час, имеет значение $\omega_м = 15° \sin\varphi$, т. е. будет тем меньше, чем меньше φ, и на

экваторе обращается в нуль (плоскость не вращается). В Южном полушарии вращение плоскости качаний будет наблюдаться в сторону, противоположную наблюдаемой в Северном полушарии. Уточнённый расчёт даёт значение

$$\omega_м = 15^\circ\left[1-(3/8)(a/l)^2\right]\sin\varphi,$$

где a — амплитуда колебаний груза маятника, l — длина нити. Добавочный член, уменьшающий угл. скорость, тем меньше, чем больше l. Поэтому для демонстрации опыта целесообразно применять Ф. м. с возможно большей длиной нити (в неск. десятков м). Первый такой маятник, сооружённый Ж. Б. Л. Фуко (J. B. L. Foucault) в Пантеоне в Париже в 1851, имел длину 67 м; длина Ф. м. в Исаакиевском соборе в С.-Петербурге 98 м.

Лит.: Бухгольц Н. Н., Основной курс теоретической механики, ч. 1, 9 изд., М., 1972, гл. 4 и 6; Верин А., Опыт Фуко, Л. — М., 1934.

С. М. Тарг.

ФУКО́ ТО́КИ — электрич. токи в сплошных проводящих телах, возникающие при изменении магн. поля во времени или при движении тел в неоднородном магн. поле. Названы по имени Ж. Б. Л. Фуко (J. B. L. Foucault), к-рый в 1855 обнаружил нагревание ферромагн. сердечников и др. металлич. тел в перем. магн. поле и объяснил этот эффект возбуждением индукц. токов. На основании законов *электромагнитной индукции* он оценил приближённо структуру этих токов и предложил способ снижения потерь эл.-магн. энергии в магнитопроводах, заключающийся в изготовлении их в виде пакетов тонких пластин или проволок, изолированных друг от друга.

Распределения Ф. т. обладают нек-рыми универсальными свойствами, одним из них является «вытеснение» Ф. т. (и сопряжённых с ними полей) из толщи проводника и их локализация в приповерхностном слое (скин-слое), характерная толщина к-рого δ связана с циклич. частотой гармонич. процесса ω (для достаточно малых ω) соотношением

$$\delta^2 = \alpha c^2/2\pi\mu\sigma\omega \text{ (в единицах CGSE)},$$
$$\delta^2 = 2\alpha/\mu_0\mu\sigma\omega \text{ (в СИ)},$$

где μ и σ — магн. проницаемость и проводимость среды, μ_0 — магн. постоянная, α — безразмерный коэф. порядка единицы, зависящий от формы поверхности проводника (для плоской границы $\alpha=1$) (подробнее см. *Скин-эффект*). «Вытеснение» Ф. т. приводит к уменьшению эфф. сечения магнито- и электропроводов, особенно в диапазоне высоких частот. Так, для медных проводников и частоты ~ 1 Гц толщина скин-слоя $\delta = 1$ см, а в УКВ-диапазоне (300—30 МГц) $\delta = 3$—10 мкм.

Примерами полезных приложений скин-эффекта и теплового воздействия Ф. т. являются поверхностная закалка стальных деталей токами высокой частоты, очистка полупроводниковых материалов методом зонной плавки, приготовление пищи в магнетронных печках и т. д.

Значит. число техн. устройств, машин и приборов основано на действии сил Ампера (см. *Ампера закон*) на Ф. т. Если вдоль поверхности металлич. тела в скин-слое возбуждена бегущая волна Ф. т., то на них действует сила, увлекающая тело в направлении распространения волны. Величина силы зависит от скорости тела v — сначала сила нарастает с ростом v, достигает максимума, а затем уменьшается до нуля при стремлении v к фазовой скорости волны $v_ф$. На действии этой силы основано устройство асинхронных электродвигателей (ротором к-рых является сплошной металлич. цилиндр, а обмотки статора создают «вращающееся» магн. поле), движители поездов на «магн. подушке», эл.-магн. пушки.

В перем. неоднородных синфазных магн. полях (напр., в поле витка с перем. током) на Ф. т. также действуют усреднённые по периоду колебаний силы. На тела, размеры к-рых l меньше или порядка масштаба неоднородности магн. поля L, действует выталкивающая сила, что используется для эл.-магн. подвески тел. Когда $l \gg L$, на Ф. т. действует сила в направлении сообщённой телу скорости v при условии $v < \omega L$. На этом эффекте основано действие электродвигателей с однофазными силовыми обмотками статора (направление вращения задаётся спец. пусковыми обмотками).

При движении проводящих тел в неоднородном постоянном магн. поле на Ф. т. действует сила, аналогичная вязкому трению, т. е. направленная против скорости движения и пропорц. ей по величине (для достаточно малых скоростей). Это свойство Ф. т. используют в бытовых счётчиках электроэнергии, в измерит. приборах для демпфирования стрелок.

Обычно термин Ф. т. относят только к твердотельным проводникам. Индукц. токи в проводящих жидкостях, газах и плазме имеют как общие с Ф. т. свойства, так и существенно отличающиеся (см., напр., *Магнитная гидродинамика*).

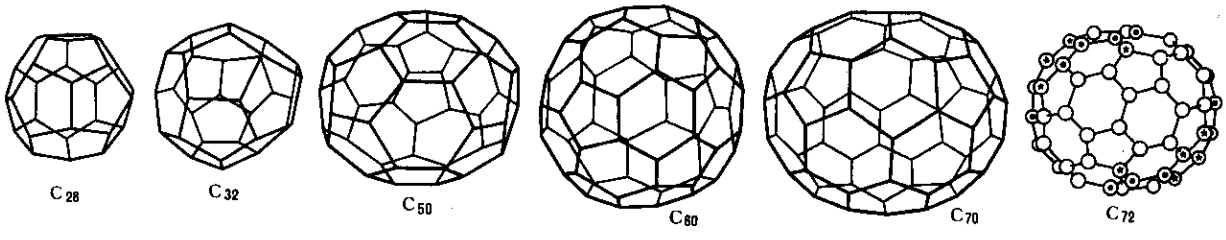
Г. В. Пермитин.

ФУЛЛЕРЕ́НЫ — аллотропные молекулярные формы углерода, в к-рых атомы расположены в вершинах правильных шести- и пятиугольников, покрывающих поверхность сферы или сфероида. Такие молекулы могут содержать 28, 32, 50, 60, 70, 76 и т. д. атомов С.

Ф. были открыты в 1985 и названы по имени амер. архитектора Бакминстера Фуллера (Buckminster Fuller), к-рый применял при конструировании куполов зданий структуры, подобные структуре Ф. (молекулу C_{60} часто наз. бакминстерфуллереном, в амер. литературе иногда вместо «Ф.» применяют термин bucky-ball — «бакибол»; Ф. в конденсир. состоянии наз. фуллеритами; легированные металлич. или др. присадками твёрдые Ф. наз. фуллеридами).

Первой была зарегистрирована как кластер с магическим числом атомов молекула C_{60}. Она обладает наиб. высокой среди Ф. симметрией и, следовательно, наиб. стабильностью и имеет структуру правильного усечённого икосаэдра (напоминающую покрышку футбольного мяча). Атомы С располагаются в ней на сферич. поверхности в вершинах 20 правильных шестиугольников и 12 правильных пятиугольников; каждый шестиугольник имеет общие 3 стороны с др. шестиугольниками и 3 стороны, общие с пятиугольниками, т. е. все пятиугольники граничат только с шестиугольниками (рис.). Каждый атом С в молекуле C_{60} расположен в вершинах углов двух шестиугольников и одного пятиугольника, все атомы в ней принципиально неотличимы друг от друга. Повышенной стабильностью обладают также молекулы C_{70}, C_{76}, C_{78}, C_{84}, C_{90}, C_{94}, имеющие формы замкнутых сфероидов.

В 1990 была создана относительно простая эфф. технология получения Ф. в макроскопич. кол-вах. В процессе дугового разряда с графитовыми электродами происходит термич. распыление графита, к-рый затем конденсируется. Конденсат, содержащий, кроме сажи, $\sim 10 \div 20\%$ Ф., помещают в органич. растворитель (бензол, толуол, гексан и др.), где Ф., в отличие от сажи, довольно хорошо растворяются. Затем C_{60} и др. Ф. выделяют из раствора метода-



ми перегонки, жидкостной хроматографии или испарением. Производительность синтеза C_{60} при такой технологии составляет ~ 1 г/ч; для C_{70} она на порядок ниже, однако получаемого кол-ва достаточно для исследований не только тонких плёнок, но и поликристаллов, состоящих из молекул данного сорта. Ф. с более высоким числом С получают в меньших кол-вах. Наряду с замкнутыми сферич. и сфероидальными структурами при термич. распылении графита образуются протяжённые структуры — тубулены, построенные также на основе шестиугольных углеродных колец, характерных для графита. Они представляют собой спирально свёрнутые слои графита, длина таких трубок достигает неск. мк, а диаметр — неск. нм. Один из их торцов закруглён и составлен шести- и пятиугольными кольцами С, др. торец обычно прикрепляется к стенке эксперим. камеры. Ф. образуются также в пламёнах разных углеводородов и при пиролизе смол. Имеются сообщения о присутствии Ф. в нек-рых природных минералах (напр., в шунгите).

Молекулы Ф. сохраняют форму при нагреве до темп-ры ок. 2000 К. Темп-ра плавления C_{60} ок. 1800 К. В твёрдом состоянии C_{60} представляет собой кристалл с плотноупакованной гексагональной или гранецентрированной кубич. структурой (в зависимости от условий получения кристалла). При темп-ре ниже 256 К происходит фазовый переход с образованием кубич. кристаллич. структуры. Плотность кристаллич. C_{60} при нормальных условиях 1,69 кг/дм^3, расстояния между центрами соседних молекул при этом составляют 1,00 нм. Кристаллич. C_{60} — полупроводник с шириной запрещённой зоны 1,5—1,9 эВ.

В 1991 были открыты сверхпроводящие свойства поликристаллич. C_{60}, легированного атомами щелочных металлов. В табл. приведены параметры сверхпроводящих соединений C_{60}, полученных при исследовании поликристаллич. образцов. Результаты исследований показали, что механизм сверхпроводимости в таких структурах основан на образовании куперовских пар в результате взаимодействия электронов с внутримолекулярными колебаниями в молекуле C_{60}.

Потенц. возможности использования Ф. и фуллеренсодержащих соединений основаны на их уникальных физ.-хим. свойствах. Фторированные Ф. могут стать основой для идеального твёрдого смазочного материала, пригодного для работы при сверхнизких темп-рах. Перспективно применение фуллереновых покрытий в качестве катализаторов при напылении искусств. алмазных покрытий из углеродной плазмы газового разряда. Использование в этой технологии многослойных покрытий C_{70} привело к увеличению скорости роста алмазной плёнки на ~ 10 порядков.

Критическая температура T_c перехода в сверхпроводящее состояние и параметр кристаллической решётки a_0 для поликристаллических образцов соединений C_{60} с атомами щелочных металлов

Образец	T_c, К	a_0, нм
$RbCs_2C_{60}$	33	1,4555±0,0007
Rb_2CsC_{60}	31	1,4431±0,0006
Rb_3C_{60}	29	1,4384±0,0010
KRb_2C_{60}	27	1,4324±0,0010
K_2CsC_{60}	24	1,4292±0,0010
K_2RbC_{60}	23	1,4243±0,0010
K_3C_{60}	19	1,4240±0,0006
Na_2CsC_{60}	12	1,4134±0,0006
Li_2CsC_{60}	12	1,4120±0,0021
Na_2RbC_{60}	2,5	1,4028±0,0011
Na_2KC_{60}	2,5	1,4025±0,0010
Na_2CsC_{60}	12	4
C_{60}		1,4161±0,0009

Уникальные нелинейные оптич. свойства Ф. и их растворов открывают возможности их применения в качестве нелинейных оптич. элементов (удвоителей и утроителей частоты) в видимой области спектра, а также *оптических затворов* (пороговая интенсивность лазерного излучения, соответствующая снижению прозрачности раствора C_{60} или C_{70} в бензоле или толуоле на 2—3 порядка, составляет $\sim 10^7$ Вт/см^2). Оптич. затворы на основе Ф. могут найти применение в оптич. устройствах обработки и передачи информации для защиты их датчиков и др. уязвимых элементов от интенсивного лазерного излучения.

Твёрдые Ф. с полупроводниковыми свойствами обладают фотопроводимостью в видимом диапазоне и могут использоваться в датчиках оптич. излучения слабой интенсивности и в преобразователях оптич. сигналов. Обсуждается возможность создания сверхпроводящих устройств на основе Ф., особенно Ф. с высоким числом атомов, т. к. для них ожидаемая темп-ра перехода в сверхпроводящее состояние лежит в диапазоне 60—100 К. Перспективы возможного использования углеродных микротрубок связывают с созданием на их основе систем записи, хранения, переработки и передачи информации.

Структура молекул Ф. позволяет рассматривать их как трёхмерный аналог ароматич. соединений. В хим. процессах Ф. проявляют себя как слабые окислители. Они легко присоединяют водород, галогены, свободные радикалы, щелочные металлы и их оксиды. Особый интерес представляет полученное металлсодержащее соединение $C_{60}(OsO_4)\ L_2$ (где L — трет-бутилперидин), обладающее ферромагн. свойствами, а также создание аналогичных соединений с др. металлами платиновой группы. Присоединение к Ф. металлсодержащего органич. радикала уменьшает сродство молекулы Ф. к электрону, что изменяет её электрич. свойства и открывает возможность создания нового класса органических полупроводников с параметрами, изменяющимися в широком диапазоне.

Одно из перспективных направлений химии Ф. связано с возможностью внедрения внутрь полой сферич. или сфероидальной молекулы одного или неск. атомов и созданием, т. о., нового класса хим. соединений. Такие структуры (эндоэдралы) позволяют локализовать атомы с повыш. хим. активностью в строго определённой точке биол. объекта или элемента микроэлектроники. В настоящее время (1995) синтезировано значит. кол-во эндоэдральных структур, в к-рых в молекулы Ф. (C_{60}, C_{70}, C_{78}, C_{84} и др.) внедрено до 3 атомов мн. элементов (в т. ч. металлов).

Лит.: Елецкий А. В., Смирнов Б. М., Кластер C_{60} — новая форма углерода, «УФН», 1991, т. 161, в. 7, с. 173; их же, Фуллерены, там же, 1993, т. 163, в. 2, с. 33; Kroto H. W., Allaf A. W., Balm S. P., C_{60}: Buckminsterfullerene, «Chem. Rev.», 1991, v. 91, p. 1213.

А. В. Елецкий.

ФУНДАМЕНТА́ЛЬНАЯ ДЛИНА́ (элементарная длина) — гипотетич. универсальная постоянная размерности длины, определяющая пределы применимости фундам. физ. представлений — теории относительности, квантовой теории, принципа *причинности*. Через Ф. д. l выражаются масштабы областей пространства-времени и энергии-импульса (линейных размеров $x<l$, интервалов времени $t<l/c$, энергии $\mathscr{E}>\hbar c/l$), в к-рых можно ожидать новых явлений, не укладывающихся в рамки существующей физ. картины. Если бы это ожидание оправдалось, то предстояло бы ещё одно революционное преобразование физики, сопоставимое по своим последствиям с созданием теории относительности или квантовой теории. Соответственно Ф. д. вошла бы как существ. элемент в теорию элементарных частиц, играя роль третьей (после c и $\hbar$) фундам. размерной константы физики, ограничивающей пределы применимости старых представлений.

С помощью известных характерных физ. параметров можно построить ряд величин размерности длины, к-рые в разное время обсуждались как претенденты на роль Ф. д. Это — *комптоновская длина волны* электрона $\lambda_e \sim 10^{-11}$ см (эл.-магн. взаимодействие), пиона $\lambda_\pi \sim 10^{-13}$ см и нуклона $\lambda_N \sim 10^{-14}$ см (сильное взаимодействие), характерная длина слабого взаимодействия $\sqrt{G_F/\hbar c} \sim 10^{-16}$ см (G_F — фермиевская константа слабого взаимодействия), гравитационная, или *планковская длина* $\sqrt{G\hbar/c^3} \sim 10^{-33}$ см (G — гравитац. постоянная). Отождествление Ф. д. с одной из перечисленных величин сыграло бы огромную роль для

физики элементарных частиц, указав, с каким типом взаимодействия будет связано появление новых физ. представлений. Экспериментально установлено, что верх. граница Ф. д. составляет ок. 10^{-17} см; имеются аргументы в пользу ещё меньшего значения ($l<10^{-20}$ см). Поэтому величины, связанные с эл.-магн., сильным и, скорее всего, слабым взаимодействиями, уже не могут претендовать на роль Ф. д. Весьма вероятно, что Ф. д. окажется гравитац. длина.

Эксперим. метод определения Ф. д. основан на сравнении с опытом результатов расчёта разл. физ. эффектов, выполненного в соответствии с существующей теорией. Такое сравнение (во всех случаях, когда оно могло быть проведено) до сих пор не показало к.-л. расхождений. Поэтому эксперимент даёт пока лишь верх. границу Ф. д. Для этой цели используются прежде всего опыты при высоких энергиях, выполняемые на ускорителях и характеризующиеся относительно невысокой точностью. К ним относятся опыты по проверке нек-рых предсказаний *квантовой электродинамики* (рождение и аннигиляция пар, рассеяние электронов на электронах и т. д.), а также *дисперсионных соотношений* для рассеяния пионов на нуклонах. К др. типу принадлежат прецизионные статич. эксперименты: измерения аномального магн. момента электрона и мюона, лэмбовского сдвига уровней энергии и т. д. Обсуждались предложения по использованию информации, идущей от космич. объектов,— космич. лучей сверхвысоких энергий ($\sim 10^{19}$ эВ), *пульсаров*, *квазаров*, *чёрных дыр*.

Существует ряд моделей теории, содержащей Ф. д. (варианты нелокальной квантовой теории поля, теорий квантованного пространства-времени и др.). Нек-рые из них применяются при планировании и обработке результатов экспериментов по определению Ф. д.

Острота проблемы Ф. д. существенно ослабела в связи с успехами *квантовой теории поля* (теории *электрослабого взаимодействия, квантовой хромодинамики, великого объединения*), основывающейся на обычных фундам. представлениях физики. Вместе с тем, согласно совр. представлениям, на расстояниях порядка гравитац. длины происходит радикальное (хотя и не революционное) изменение физ. картины мира: начинают проявляться дополнит. измерения пространства-времени, квантовые флуктуации метрики и др. В таком ограниченном смысле эту длину уже сегодня отождествляют с Ф. д.

Лит.: Тамм И. Е., Собр. науч. трудов, т. 2, М., 1975; Марков М. А., Гипероны и К-мезоны, М., 1958; его же, О природе материи, М., 1976; Сахаров А. Д., Существует ли элементарная длина?, «Физика в школе», 1968, № 2, с. 6; Блохинцев Д. И., Пространство и время в микромире, 2 изд., М., 1982; Киржниц Д. А., Проблема фундаментальной длины, «Природа», 1973, № 1, с. 38; его же, Элементарная длина, там же, 1991, № 10, с. 8.

Д. А. Киржниц.

ФУНДАМЕНТА́ЛЬНЫЕ ФИЗИ́ЧЕСКИЕ КОНСТА́НТЫ — постоянные, входящие в ур-ния, описывающие фундам. законы природы и свойства материи. Ф. ф. к. определяют точность, полноту и единство наших представлений об окружающем мире, возникая в теоретич. моделях наблюдаемых явлений в виде универсальных коэф. в соответствующих матем. выражениях. Благодаря Ф. ф. к. возможны инвариантные соотношения между измеряемыми величинами. Т. о., Ф. ф. к. могут также характеризовать непосредственно измеряемые свойства материи и фундам. сил природы и совместно с теорией должны объяснять поведение любой физ. системы как на микроскопич., так и на макроскопич. уровне. Набор Ф. ф. к. не является фиксированным и тесно связан с выбором системы единиц физ. величин, он может расшириться вследствие открытия новых явлений и создания теорий, их объясняющих, и сократиться при построении более общих фундаментальных теорий.

Наиб. часто применяемыми Ф. ф. к. являются: *гравитационная постоянная* G, входящая в закон всемирного тяготения и ур-ния общей теории относительности (релятивистской теории гравитации, см. *Тяготение*); *скорость света* c, входящая в ур-ния электродинамики и соотношения спец. *относительности теории*, определяющей единство пространства и времени, а также область релятивистских явлений; *Планка постоянная* h (или $\hbar=h/2\pi$), входящая в квантовую теорию излучения,. ур-ния квантовой механики и определяющая связь между величинами микро- и макромира; заряд электрона e — элементарный электрич. заряд, входящий в микроскопич. ур-ния электродинамики, в частности в *Кулона закон*; массы электрона m_e и протона m_p; *Больцмана постоянная* k, определяющая связь между темп-рой и характерной энергией термодинамич. системы.

Развитие физики атома, атомного ядра и элементарных частиц потребовало введения ряда новых Ф. ф. к.: *Ридберга постоянной* для бесконечной массы атомного ядра R_∞, определяющей атомные спектры; *тонкой структуры постоянной* α, характеризующей эффекты квантовой электродинамики и *тонкую структуру* атомных спектров; *магнитных моментов* электрона и протона μ_e и μ_p; константы Ферми G_F и угла Вайнберга θ_W, характеризующих эффекты *слабого взаимодействия*; массы промежуточных Z^0- и W-бозонов m_Z и m_W, являющихся переносчиками слабого взаимодействия, и т. д. Развитие физики *сильных взаимодействий* на основе кварковой модели составных адронов и *квантовой хромодинамики*, несомненно, приведёт к новым Ф. ф. к. С др. стороны, имеется тенденция к построению единой теории всех фундам. взаимодействий (эл.-магн., слабого, сильного и гравитационного, см. *Великое объединение*), что позволило бы уменьшить число независимых Ф. ф. к. Так, уже создана единая теория *электрослабых взаимодействий* (т. н. стандартная модель Вайнберга — Салама — Глэшоу), в результате чего константа Ферми G_F перестаёт быть независимой и выражается через константы $\hbar$, α, θ_W и m_W:

$$G_F=\frac{\pi\alpha\hbar^3}{\sqrt{2}m_W^2 c\sin^2\theta_W}=1{,}16639\,(2)\cdot 10^{-5}(\hbar c)^3\ \text{ГэВ}^{-2}.$$

Наиб. точные значения Ф. ф. к. обычно получают путём сравнения результатов прецизионных измерений с предсказаниями соответствующих теоретич. моделей. Все перечисленные выше Ф. ф. к. (кроме α) являются размерными величинами, поэтому их численные значения зависят от размера соответствующих осн. физ. величин и выбора системы единиц, а также от степени точности измерений и расчётов. В итоге возникает довольно сложная процедура согласования значений Ф. ф. к. на основе *наименьших квадратов метода* с учётом соотношений, связывающих Ф. ф. к. Последнее такое согласование было проведено Р. Коэном (E. R. Cohen) и Б. Тэйлором (B. N. Taylor) в 1986 (табл.). Уточнение значений Ф. ф. к. имеет важное значение для метрологии, а также может привести к обнаружению (или устранению уже известных) противоречий в физ. описании природы.

Использование Ф. ф. к. позволяет приблизиться к установлению «истинной» системы осн. физ. единиц на инвариантной основе, фиксированной в природе. Согласно М. Планку (M. Planck), т. н. естественные единицы измерения определяются так, чтобы нек-рые из Ф. ф. к. обратились в единицу (или фиксированное число). Первую попытку построить такую систему в 1874 предпринял Дж. Стони (G. J. Stoney), предложивший в качестве таких констант c, G и e. В 1899 Планком была предложена естеств. система единиц, получившая его имя. В системе единиц Планка к единице приравниваются c, G и $\hbar$. При этом планковская единица массы m_P получается равной $(hc/G)^{1/2}\simeq 2{,}2\cdot 10^{-5}$ г, планковская единица длины $l_P=\hbar/m_P c=(hG/c^3)\simeq 1{,}5\cdot 10^{-35}$ м, планковская единица времени $t_P=l_P/c=(hG/c^5)^{1/2}\simeq 5{,}4\cdot 10^{-44}$ с. Эти единицы используются в квантовой теории гравитации, космологии и моделях единой теории фундам. взаимодействий.

В атомной физике и нерелятивистской квантовой механике применяется система атомных единиц Хартри (D. R. Hartree, 1928). В этой системе к единице приравнены m_e, e и $\hbar$, единицей длины служит боровский радиус $a_0=\hbar/m_e c\alpha\simeq 5{,}3\cdot 10^{-9}$ см, единицей скорости — скорость электрона на первой боровской орбите $v_0=\alpha c$, единицей

Таблица. **Фундаментальные физические константы**

Константа	Обозначение	Численное значение	Поправка	Константа	Обозначение	Численное значение	Поправка
Скорость света в вакууме	c	299792458 $м с^{-1}$	точно	g-фактор электрона	g_e	2,002319304386 (20)	$1 \cdot 10^{-5}$
Магнитная постоянная	μ_0	$4\pi \cdot 10^{-7} = 1{,}2566370614 \times \times 10^{-6}$ Гн $\cdot м^{-1}$	точно	Постоянная тонкой структуры; обратная величина	α	$7{,}29735308(33) \cdot 10^{-3}$	0,045
Электрическая постоянная	$\varepsilon_0 = (\mu_0 c^2)^{-1}$	$8{,}854187817 \cdot 10^{-12}$ Ф $\cdot м^{-1}$	точно		$1/\alpha$	137,0359895 (61)	0,045
Гравитационная постоянная	G	$6{,}67259(85) \cdot 10^{-11} м^3 кг^{-1} с^{-2}$	128	Ридберга постоянная	R_∞	10973731,534 (13) $м^{-1}$	0,0012
					$R_\infty hc$	$2{,}1798741(13) \cdot 10^{-18}$ Дж	0,60
					$R_\infty hc/e$	13,6056981 (40) эВ	0,30
Постоянная Планка	h	$6{,}6260755(40) \cdot 10^{-34}$ Дж $\cdot с$	0,00	Радиус Бора	a_0	$0{,}529177249(24) \cdot 10^{-10}$ м	0,045
		или $4{,}1356692(12) \cdot 10^{-15}$ эВ $\cdot с$	0,30	Отношение Джозефсона	$2e/h$	$4{,}8359767(14) \cdot 10^{14}$ Гц $\cdot В^{-1}$	0,30
	$\hbar = h/2\pi$	$1{,}05457266(63) \cdot 10^{-34}$ Дж $\cdot с$	0,60	Квант магнитного потока	$\Phi_0 = h/2e$	$2{,}06783461(61) \cdot 10^{-15}$ Вб	0,30
		или $6{,}5821220(20) \cdot 10^{-16}$ эВ $\cdot с$	0,30	Масса протона	m_p	$1{,}6726231(10) \cdot 10^{-27}$ кг	0,59
Планковская единица массы	$m_p = (\hbar c/G)^{1/2}$	$2{,}17671(14) \cdot 10^{-8}$ кг	64	Масса нейтрона	m_n	$1{,}6749286(10) \cdot 10^{-27}$ кг	0,59
Планковская единица длины	$l_p = \hbar/m_p c$	$1{,}61605(10) \cdot 10^{-35}$ м	64	Постоянная Авогадро	N_A, L	$6{,}0221367(36) \cdot 10^{23}$ $моль^{-1}$	0,59
Планковская единица времени	$t_p = l_p/c$	$5{,}39056(34) \cdot 10^{-44}$ с	64	Постоянная Фарадея	F	96485,309 (29) Кл $\cdot моль^{-1}$	0,30
Элементарный электрический заряд	e	$1{,}60217733(49) \cdot 10^{-19}$ Кл	0,30	Молярная газовая постоянная	R	8,314510 (70) Дж $\cdot моль^{-1} \cdot К^{-1}$	8,4
Масса электрона	m_e	$9{,}1093897(54) \cdot 10^{-31}$ кг	0,29	Постоянная Больцмана	k	$1{,}380658(12) \cdot 10^{-23}$ Дж $\cdot К^{-1}$	8,5
					k/e	$8{,}617385(73) \cdot 10^{-5}$ эВ $\cdot К^{-1}$	8,4
Отношение заряда электрона к массе	$-e/m_e$	$-1{,}75881962(53) \cdot 10^{11}$ Кл $\cdot кг^{-1}$	0,30	Молярный объем (идеального газа при нормальных условиях)	V_m	$22{,}41410(19) \cdot 10^{-3}$ $м^3 \cdot моль^{-1}$	8,5
Классический радиус электрона	r_e	$2{,}81794092(38) \cdot 10^{-15}$ м	0,13	Число Лошмидта	$n_0 = N_A/V_m$	$2{,}686763(23) \cdot 10^{25}$ $м^{-3}$	8,5
Магнитный момент электрона	μ_e	$928{,}47701(31) \cdot 10^{-26}$ Дж $\cdot Тл^{-1}$	0,34	Постоянная Стефана — Больцмана	σ	$5{,}67051(19) \cdot 10^{-8}$ Вт $\cdot м^{-2} \cdot К^{-4}$	
Магнетон Бора	$\mu_Б = e\hbar/2m_e$	$9{,}2740154(31) \cdot 10^{-24}$ Дж $\cdot Тл^{-1}$	0,33	Постоянная Вина	b	$2{,}897756(24) \cdot 10^{-3}$ м $\cdot К$	8,4
Ядерный магнетон	$\mu_N = e\hbar/2m_p$	$5{,}0507866(17) \cdot 10^{-27}$ Дж $\cdot Тл^{-1}$	0,34				

энергии — удвоенный ионизац. потенциал атома водорода $\mathscr{E}_h = 2R_\infty hc = m_e c^2 \alpha^2 = 27{,}2$ эВ (энергия Хартри).

В релятивистской квантовой теории (в частности, в квантовой электродинамике) и физике элементарных частиц обычно используется система единиц, в к-рой $c = \hbar = 1$. В этой системе остаётся единств. независимая единица, в качестве к-рой удобно выбрать единицу энергии электронвольт или единицу длины; в этом случае электрич. заряд становится безразмерной величиной: $e^2 = \alpha(\hbar c)$. При использовании перечисленных естеств. систем существенно упрощается запись ур-ний и соотношений в соответствующих физ. теориях за счёт уменьшения числа Ф. ф. к.

В метрологии за основную принята система СИ. Ф. ф. к. в ней применяются для установления соотношений между единицами физ. величин с целью их воспроизведения. При этом возникает единая система взаимосвязанных *эталонов* осн. единиц. Такая система эталонов базируется в осн. на квантовых явлениях (*квантовая метрология*), её осн. элемент — эталон времени-частоты. Повышение точности измерения c привело к тому, что оказалось выгоднее фиксировать значение константы c и принять (1983) новое определение единицы длины метра как расстояния, проходимого в вакууме плоской эл.-магн. волной за $(1/c)$ долю секунды. Т. о., эталон длины стал связан с эталоном времени-частоты, в результате чего точность воспроизведения единицы длины существенно повысилась.

Удалось уточнить также единицу электрич. напряжения вольт. Используя соотношение, описывающее *Джозефсона эффект*:

$$nf = \frac{2e}{h} U(n),$$

где $n = 1, 2, \ldots$, f — частота излучения, а U — напряжение, можно воспроизводить вольт через подбор соответствующей частоты и нужного числа n переходов Джозефсона, если фиксировать (1990) значение постоянной Джозефсона $K_J = 2e/h = 483597{,}9$ ГГц $\cdot В^{-1}$. *Квантовый Холла эффект* характеризуется квантованным холловским сопротивлением $R_H = R_K/i$, $i = 1, 2, 3, \ldots$, где постоянная фон Клитцинга $R_K = h/e^2 = \mu_0 c/2\alpha$ имеет размерность электрич. сопротивления. Т. о., фиксирование (1990) значения $R_K = 25812{,}807$ Ом даёт хорошо воспроизводимое представление единицы электрич. сопротивления.

Константа R_K однозначно связана с α — осн. константой квантовой электродинамики, значение к-рой определяется с высокой точностью независимым образом. Постоянная α связана также с константой K_J:

$$\frac{2e}{h} = 4 R_\infty \alpha^{-2} \gamma'_p \frac{\mu_Б}{\mu'_p} \cdot c^{-1},$$

где γ'_p и μ'_p — гиромагнитное отношение и магн. момент протона в воде, $\mu_Б$ — *магнетон* Бора. Т. о., согласование значений всех этих констант является важной задачей физики.

До сих пор не удалось дать «естеств.» определение единицы массы СИ — килограмма, основанное на одной из Ф. ф. к., напр. массе элементарной частицы, атома или атомного ядра и *Авогадро постоянной* N_A. Имеется соот-

ношение, связывающее N_A с *Фарадея постоянной* F и др. известными Ф. ф. к.:

$$N_A=\frac{F}{e}=\frac{1}{2}F\cdot\frac{2e}{h}\cdot\frac{h}{e^2}=6{,}0221445(80)\cdot10^{23}\ \text{моль}^{-1},\ (1{,}33\ ppm),$$

что согласуется с табличным значением ($1\ ppm=10^{-6}$).

В настоящее время (1994) значительно возросла точность измерения постоянной Ридберга

$$R_\infty=10973731,\ 6834(24)\ \text{м}^{-1},\ (2{,}2\cdot10^{-11})$$

за счёт применения метода двухфотонной бездоплеровской спектроскопии и замены интерферометрич. измерений измерениями оптич. частот атома водорода. Приведённое выше значение R_∞ не было использовано при согласовании значений Ф. ф. к.

Ниже приведён ряд новых результатов, не отражённых в табл. Получено (1989) на порядок более точное значение для отношения магн. моментов дейтрона и протона: $\mu_d/\mu_p=0{,}3070122081(4)$. Соответственно изменятся все др. отношения, включающие μ_d. Измерено (1989) гиромагн. отношение протона в воде:

$$\gamma'_p=26751{,}5427(29)\cdot10^4\ \text{с}^{-1}\text{Т}^{-1},\ (0{,}11\ ppm).$$

Повышена (1987) точность измерения аномальных магн. моментов электрона и позитрона:

$$a_{e^-}=1159652188{,}4(4{,}3)\cdot10^{-12},$$

$$a_{e^+}=1159652187{,}9(4{,}3)\cdot10^{-12},\ (0{,}0037\ ppm);$$

столь близкое значение этих величин, в частности, подтверждает тождественность свойств частицы и античастицы. Сравнение вычисленного (1996) аномального магн. момента электрона a_e с его эксперим. значением дало возможность уточнить значение постоянной тонкой структуры: $\alpha^{-1}=137{,}03599993(52)$, $(0{,}0038ppm)$.

Измерение скорости звука в аргоне (1988) позволило установить новое значение молярной газовой постоянной: $R=8{,}314471(14)$ Дж · моль$^{-1}$ К$^{-1}$, $(1{,}7\ ppm)$.

Нек-рые космологич. модели эволюции Вселенной [П. Дирак (P. Dirac), 1938; Дж. Гамов, 1967] предсказывают возможность медленного изменения Ф. ф. к. со временем, отнесённым к возрасту Вселенной. В настоящее время (1996) нет никаких эксперим. или наблюдательных (в т. ч. астр.) данных, свидетельствующих о таких изменениях (по крайней мере, линейных) для большей части истории Вселенной (трудно сказать ч.-л. определённое о значениях Ф. ф. к. на ранней стадии эволюции Вселенной вплоть до этапа *нуклеосинтеза*).

Лит.: Квантовая метрология и фундаментальные константы. Сб. ст., пер. с англ., М., 1981; Cohen E. R., Taylor B. N., The 1986 adjustment of the fundamental physical constants, «Rev. Mod. Phys.», 1987, v. 59, p. 1121; Proc. of the 1988 Conference on precision electromagnetic measurements, «IEEE Trans. on Instrumentation and Measurement», 1989, v. 38, № 2, p. 145; Двоеглазов В. В., Тюхтяев Ю. Н., Фаустов Р. Н., Уровни энергии водородоподобных атомов и фундаментальные константы, «ЭЧАЯ», 1994, т. 25, с. 144.

Р. Н. Фаустов.

ФУНКЦИОНА́Л — обобщение понятия ф-ции. Ф. представляет собой величину, зависящую от вида нек-рой ф-ции, напр. Ф. $I=\int_a^b f(x)\,dx$ зависит от вида $f(x)$. Ф. можно рассматривать как оператор, отображающий пространство ф-ций в числовое множество.

ФУНКЦИОНА́ЛЬНАЯ ПРОИЗВО́ДНАЯ — обобщение понятия производной на случай функционалов. Если $I(f)$ — непрерывный функционал от нек-рой ф-ции $f(x)$, а $\delta f(x)$ — малая вариация $f(x)$ в окрестности точки x_0: $f_1(x)=f_0(x)+\delta f(x)$, то предел

$$\lim_{\sigma\to0;\ a,\ b\to x_0}\frac{I(f_1)-I(f_0)}{\sigma},$$

где $\sigma=\int_a^b\delta f dx$, называется Ф. п. функционала I в точке x_0.

ФУНКЦИОНА́ЛЬНОГО ИНТЕГРА́ЛА МЕ́ТОД — метод квантования физ. систем, альтернативный волновой механике Шрёдингера и операторному методу Гейзенберга (см. *Квантовая механика*). В основе этого метода, предложенного в 40-х гг. Р. Фейнманом (R. Feynman), лежит предположение о том, что амплитуда вероятности перехода механич. системы из нач. состояния, характеризуемого координатами x_a, в состояние с координатами x_b пропорц. сумме амплитуд, отвечающих всевозможным траекториям, связывающим точки a и b. При этом вклад данной траектории равен

$$\exp\left\{\frac{i}{\hbar}S[x(t)]\right\},\qquad(1)$$

где S — классич. *действие* на траектории $x(t)$. Т. о., вероятность того, что система, находившаяся в момент времени t_a в состоянии с координатами x_a, перейдёт в момент t_b в состояние с координатами x_b, равна

$$P(b,a)=|K(b,a)|^2,\qquad(2)$$

$$K(b,a)=C\sum\exp\{iS[x(t)]\};\qquad(3)$$

суммирование ведётся по всем возможным траекториям, связывающим x_a и x_b, C — нормировочная константа.

Этому выражению можно придать более наглядный смысл, если аппроксимировать траектории $x(t)$ ломаными линиями, состоящими из отрезков прямых, соединяющих точки x_i, в к-рых система находится в моменты времени

$$t_i=t_a+\varepsilon i,\ \varepsilon=(t_b-t_a)/N,\ i=1,\ 2,\ \ldots,\ N.$$

Переходя к пределу при $N\to\infty$, сумму (3) можно записать в виде интеграла

$$K(b,a)\equiv\langle x_a,\ t_a|x_b,\ t_b\rangle=$$

$$=\lim_{N\to\infty}C\int\ldots\int dx_1\ldots dx_{N-1}\exp\left\{\frac{i}{\hbar}S(b,a)\right\},\qquad(4)$$

где

$$S(b,a)=\int_{t_a}^{t_b}L(x,\dot{x},t)\,dt\qquad(5)$$

— классич. действие на траектории, состоящей из отрезков прямых, соединяющих точки x_i; интегрирование ведётся по всем траекториям, проходящим в моменты t_a и t_b соответственно через точки x_a и x_b, L — классич. *Лагранжа функция*. Ф-ла (4) — определение функционального, или континуального, интеграла. Функциональный интеграл Фейнмана является обобщением интегралов по траекториям, введённых в работах А. Эйнштейна и М. Смолуховского (M. Smoluchowski) по теории *броуновского движения*. Основы матем. теории интегралов по траекториям были заложены в 20-х гг. Н. Винером (N. Wiener), однако строгая матем. теория функциональных интегралов, встречающихся в ряде физ. задач, до сих пор отсутствует. Существование предела в ф-ле (5) и его независимость от способа аппроксимации траекторий (т. е. вопрос о существовании интегральной меры) в общем случае не доказаны. Тем не менее функциональные интегралы с успехом применяются к широкому кругу задач. Фейнман показал, что, приняв за исходную ф-лу (4), выражающую амплитуду перехода через функциональный интеграл, можно развить стандартный аппарат квантовой механики. В частности, если принять естеств. определение волновой ф-ции как амплитуды вероятности перехода в состояние $(x,\ t)$ из всевозможных нач. состояний, то волновая ф-ция, определяемая ф-лой (4), будет удовлетворять *Шрёдингера уравнению*.

Представление амплитуды вероятности в виде функционального интеграла делает наглядным переход к квазиклассич. случаю (см. *Квазиклассическое приближение*). В этом случае характерные параметры системы велики по сравнению с постоянной Планка $\hbar$. Подынтегральное выражение в (4) представляет собой быстро осциллирующую ф-цию, и, в соответствии с принципом стационарной фазы, существенный вклад дают лишь траектории, для к-рых небольшие изменения x не меняют действия S, т. е. траектории, для к-рых $\delta S/\delta x=0$. Это условие определяет, как

известно, классич. траекторию. Т. о., в квазиклассич. пределе в интеграле (4) можно ограничиться классич. траекторией.

Представление амплитуды перехода в виде функционального интеграла естеств. образом обобщается на случай *квантовой теории поля*. Квантовую теорию поля можно рассматривать как механику системы с бесконечным числом степеней свободы. Поле $\varphi(x)$ можно аппроксимировать набором ф-ций $\varphi(x_i)$, отвечающих нек-рой дискретизации пространств. координат x. Амплитуда вероятности того, что система, находившаяся в момент t' в состоянии $\varphi'(x)$, в момент t'' окажется в состоянии φ'', определяется функциональным интегралом

$$\langle\varphi''(x),\, t''\,|\,\varphi'(x),\, t'\rangle = \\ = C\int\exp\left\{\frac{i}{\hbar}\int\mathscr{L}(\varphi)\,dx\,dt\right\}\prod_{x_i}d\varphi(x_i) \qquad (6)$$

(здесь $\mathscr{L}$ — *лагранжиан*). Интегрирование ведётся по всем ф-циям, принимающим в момент t' значение $\varphi'(x)$ и в момент t'' значение $\varphi''(x)$.

Более тщательное исследование показало, что ф-лы (4—6) нуждаются в уточнении. В общем случае амплитуда перехода определяется функциональным интегралом по фазовому пространству:

$$\langle q_i'',\, t''\,|\,q_i',\, t'\rangle = \\ = \int\exp\left\{\frac{i}{\hbar}\int_{t'}^{t''}\left[\sum_i p_i\dot{q}_i - H(p_i,q_i)\right]dt\right\}\prod_t\prod_i\frac{dp_i dq_i}{2\pi}. \qquad (7)$$

Здесь q_i и p_i — канонич. координаты и импульсы, $H(p_i, q_i)$ — классич. *Гамильтона функция*. Интегрирование ведётся по всем траекториям, проходящим в момент t' через точки q_i' и в момент t'' через точки q_i''.

Если H квадратична по импульсам:

$$H=\sum_i\left[p_i^2/2m+V(q_i)\right] \qquad (8)$$

(m — масса частицы, V — потенц. энергия), то интегрирование по импульсам можно выполнить явно путём сдвига $p_i(t)\to p_i(t)+m\dot{q}_i$, в результате чего интеграл (7) принимает вид (4—6). В большинстве физ. задач условие (8) выполнено и представление (4—6) справедливо. Однако в общем случае необходимо пользоваться ф-лой (7).

Вычисление функциональных интегралов является очень сложной задачей. Регулярный способ вычисления существует лишь для интегралов гауссова типа, в к-рых подынтегральное выражение представляет собой экспоненту от неоднородной квадратичной формы. Такие интегралы вычисляются с помощью сдвига переменных интегрирования. Т. о., получаем ф-лу

$$\int\exp\left\{i\int\frac{1}{2}\varphi(x)K(x-y)\varphi(y)\,dx\,dy+\right. \\ \left.+i\int\varphi(x)\eta(x)\,dx\right\}\prod_x d\varphi(x)= \\ =\exp\left\{-\frac{i}{2}\int\eta(x)K^{-1}(x-y)\eta(y)\,dx\,dy\right\} \qquad (9)$$

(x, y — точки пространства-времени). Здесь оператор $K(x-y)$ — симметричная ф-ция своих аргументов, K^{-1} — обратный оператор, ф-ция $\eta(x)$ описывает внеш. источник. Эту ф-лу можно принять за определение гауссова функционального интеграла и доказать, что определённый так объект действительно обладает свойствами интеграла (допускает интегрирование по частям, замены переменных и т. д.).

Метод функционального интегрирования обобщается и на случай *Ферми — Дирака статистики*. В этом случае нужно считать переменные интегрирования антикоммутирующими и пользоваться правилами интегрирования по ферми-полям (сформулированы Ф. А. Березиным, 1961).

Несмотря на то, что явно вычислить удаётся фактически лишь гауссовы интегралы, этого достаточно для метода теории возмущений в квантовой статистике и квантовой теории поля. С помощью функциональных интегралов были впервые получены правила Фейнмана (см. *Фейнмана диаграммы*) для вычисления *матрицы рассеяния* S в квантовой электродинамике. Осн. ф-лой, используемой в приложениях функциональных интегралов к задачам теории поля и статистич. механики, является представление вакуумного среднего *хронологических произведений* операторов (*Грина функций*) в виде функционального интеграла

$$\langle T\varphi(x_1)\dots\varphi(x_n)\rangle = \\ =\frac{\int\varphi(x_1)\dots\varphi(x_n)\exp\{iS(\varphi)\}\prod_x d\varphi}{\int\exp\{iS(\varphi)\}\prod_x d\varphi}. \qquad (10)$$

Из этой ф-лы можно получить выражение для S-матрицы и др. интересных физ. объектов.

Метод функционального интегрирования оказался особенно полезен в задачах, в к-рых необходимо суммировать большое (а иногда и бесконечное) число диаграмм. К таким задачам относятся вычисление инфракрасной и ультрафиолетовой асимптотик ф-ций Грина, исследование фазовых переходов, описание коллективных возбуждений в квантовой теории поля и в квантовой статистике.

Особое место занимает метод функционального интегрирования в теории *калибровочных полей*. С его помощью была впервые построена ковариантная теория возмущений для *Янга — Миллса полей* и *квантовой теории гравитации*, доказана перенормируемость неабелевых калибровочных теорий и решён ряд др. важных проблем.

Интегралы по траекториям используются также в классич. задачах теории вероятностей, напр. для анализа случайных шумов и в упоминавшейся теории броуновского движения.

Лит.: Березин Ф. А., Метод вторичного квантования, 2 изд., М., 1986; Фейнман Р., Хибс А., Квантовая механика и интегралы по траекториям, пер. с англ., М., 1968; Попов В. Н., Континуальные интегралы в квантовой теории поля и статистической механике, М., 1976; Славнов А. А., Фаддеев Л. Д., Введение в квантовую теорию калибровочных полей, 2 изд., М., 1988.

А. А. Славнов.

ФУНКЦИОНА́ЛЬНЫЙ ИНТЕГРА́Л (континуальный интеграл, интеграл Фейнмана) — обобщение понятия интеграла на случай бесконечномерных пространств. Об определении и применениях Ф. и. см. в ст. *Функционального интеграла метод*.

ФУ́НКЦИЯ РАСПРЕДЕЛЕ́НИЯ — ф-ция для описания *распределения* вероятностей значений *случайной величины*. Для всех возможных значений x $(-\infty<x<\infty)$ случайной величины ξ Ф. р.

$$F_\xi(x)=P\{\xi\leqslant x\},$$

где $P\{\xi\leqslant x\}$ — вероятность события $\xi\leqslant x$. Ф. р. $F_\xi(x)$ монотонно не убывает, она непрерывна справа: $F_\xi(x+0)=\lim_{h\to 0}F(x+h)=F_\xi(x)$, и имеет пределы $\lim_{x\to-\infty}F_\xi(x)=0$, $\lim_{x\to\infty}F_\xi(x)=1$. Если ξ дискретна, то Ф. р. является ступенчатой, увеличиваясь скачкообразно в каждой точке x_k на величину $P(\xi=x_k)$. В случае непрерывной случайной величины ξ вероятность каждого возможного значения x равна $P(\xi=x)$ и Ф. р. становится непрерывной. Если она ещё и дифференцируема, то вводится $P(x)=dF(x)/dx$ — плотность распределения вероятности, называемая также плотностью вероятности или дифференциальной Ф. р. Индекс ξ часто опускают.

В более общем случае Ф. р. задаётся не на прямой x, а на множестве значений x_1, ..., x_N случайных величин ξ_1, ..., ξ_N с учётом явной зависимости Ф. р. от времени.

В физике под Ф. р. обычно понимают плотность распределения вероятностей. Ф. р. в этом смысле — осн. понятие статистич. физики.

Ф. р. в статистической физике характеризует плотности распределения вероятностей частиц статистич. системы по фазовому пространству (т. е. по координатам q и импульсам p) в классич. статистич. физике или по квантовомеханич. состояниям в квантовой статистике.

В классич. статистич. физике Ф. р. $f(p, q, t)$ определяет вероятность $d\omega = f(p, q, t)\,dpdq$ обнаружить систему из N частиц в момент времени t в элементе фазового объёма $dpdq = dp_1dq_1...dp_ndq_n$ вблизи точки $p_1q_1, ..., p_nq_n$ (сокращённо обозначенной через p, q), где $n = 3N$ — число степеней свободы системы. Учитывая, что перестановка тождественных (одинаковых) частиц не меняет состояния, следует уменьшить фазовый объём в $N!$ раз. Кроме того, удобно перейти к безразмерному элементу фазового объёма, заменив $dpdq$ на $dpdq/N!h^{3N}$, где h определяет, согласно квантовой механике, мин. размер ячейки в фазовом пространстве (т. е. h^{3N} является мин. объёмом ячейки в фазовом пространстве системы из N частиц). Тогда интеграл от нормированной Ф. р. по всему фазовому пространству будет равен единице:

$$\frac{1}{N!h^{3N}}\int f dpdq = 1.$$

(См. также раздел Функция распределения в ст. *Статистическая физика.*)

Лит.: Прохоров Ю. В., Розанов Ю. А., Теория вероятностей, 3 изд., М., 1987.

А. Г. Башкиров, Д. Н. Зубарев.

Ф. р. частиц плазмы удовлетворяют *кинетическому уравнению* для плазмы, в к-ром столкновения между заряж. частицами часто не учитываются явно, а лишь через создаваемое ими самосогласованное поле. Парные столкновения для нерелятивистской классич. (невырожденной) плазмы учитываются с помощью *интеграла столкновений* в форме Ландау или Балеску — Ленарда. Ф. р. частиц плазмы f полностью определяет диэлектрич. проницаемость плазмы, а значит, её колебат. и волновые свойства, устойчивость, степень неравновесности системы и т. п. Так, для равновесной (максвелловской) Ф. р. заряж. частиц существует бесстолкновительная диссипация энергии электрич. поля волны в плазме — *Ландау затухание.*

Причиной затухания Ландау являются те заряж. частицы, скорость к-рых v в направлении распространения волны совпадает с её фазовой скоростью v_ϕ. По отношению к таким заряж. частицам поле волны стационарно, поэтому оно может производить над заряж. частицами работу, не равную нулю при усреднении по времени. Однако в связи с обратимым характером бесстолкновительной диссипации термодинамич. условия не требуют положительности диссипируемой энергии Q. Она всегда положительна для изотропной Ф. р., а для анизотропных ф-ций может оказаться отрицат. величиной — заряж. частицы будут в ср. отдавать энергию волне, что может привести к возникновению *неустойчивостей плазмы.*

Характерным примером неустойчивого состояния плазмы является невозмущённое состояние заряж. частиц, описываемое Ф. р. в виде суммы *Максвелла распределения* и дополнительного направленного пучка заряж. частиц, в такой системе будет наблюдаться *пучковая неустойчивость.*

Обратное воздействие возбуждаемых при неустойчивости колебаний на резонансные частицы приводит к релаксации исходной неравновесной Ф. р. частиц плазмы, так что система возвращается на порог устойчивости (см. *Квазилинейная теория плазмы*).

В двухкомпонентной полностью ионизованной равновесной плазме (у к-рой Ф. р. электронов и ионов максвелловские) незатухающие *ионно-звуковые колебания* существуют лишь при превышении электронной темп-ры над ионной.

Индуцированное рассеяние волн на частицах плазмы сопровождается увеличением частоты и волнового числа волны в случае, если Ф. р. частиц плазмы имеет положит. производную по скорости ($\partial f/\partial v > 0$), и уменьшением для максвелловской Ф. р. частиц плазмы ($\partial f/\partial v < 0$).

В. И. Карась.

ФУ́НКЦИЯ СОСТОЯ́НИЯ в термодинамике — ф-ция независимых параметров, определяющих равновесное состояние *термодинамической системы.* Ф. с. не зависит от пути (характера процесса), приведшего систему в данное равновесное состояние (то есть Ф. с. не зависит от предыстории системы, см. *Причинность*). К Ф. с. относятся *потенциалы термодинамические, энтропия* и т. п. Работа и кол-во теплоты, значение к-рых определяется видом процесса, изменившего состояние системы, не являются Ф. с.

ФУРЬЕ́ ИНТЕГРА́Л (фурье-интеграл) — разложение ф-ции $f(x)$, заданной на всей оси x или на полуоси x, в суперпозицию гармоник с частотами, заполняющими всю полуось $\lambda \in [0, \infty)$:

$$f(x) = \pi^{-1}\int_0^\infty d\lambda \int_{-\infty}^{\infty} f(\xi)\cos\lambda(\xi - x)\,d\xi. \qquad (*)$$

Разложение (*) можно переписать в виде, аналогичном выражению для определения коэффициентов ряда Фурье (J. Fourier):

$$f(x) = \int_0^\infty [a(\lambda)\cos\lambda x + b(\lambda)\sin\lambda x]\,d\lambda,$$

где

$$a(\lambda) = \pi^{-1}\int_{-\infty}^{\infty} f(\xi)\cos\lambda\xi\,d\xi,\ b(\lambda) = \pi^{-1}\int_{-\infty}^{\infty} f(\xi)\sin\lambda\xi\,d\xi.$$

Часто употребляется представление Ф. и. (*) в комплексной форме:

$$f(x) = (2\pi)^{-1/2}\int_{-\infty}^{\infty} \tilde{f}(\lambda)e^{i\lambda x}\,d\lambda,$$

где

$$\tilde{f}(\lambda) = (2\pi)^{-1/2}\int_{-\infty}^{\infty} f(x)e^{-i\lambda x}dx,$$

ф-ция $f(\lambda)$ наз. *фурье-преобразованием,* частотной характеристикой или фурье-спектром ф-ции f.

С. В. Молодцов.

ФУРЬЕ́ ЧИСЛО́ — один из *подобия критериев* нестационарных тепловых процессов. Характеризует соотношение между скоростью изменения тепловых условий в окружающей среде и скоростью перестройки поля темп-ры внутри рассматриваемой системы (тела). Ф. ч. $Fo = at_0/l^2$, где $a = \lambda/\rho c$ — коэф. температуропроводности, λ — коэф. теплопроводности, ρ — плотность, c — уд. теплоёмкость, l — характерный линейный размер тела, t_0 — характерное время изменения внеш. условий. Названо по имени Ж. Фурье (J. Fourier).

ФУРЬЕ́-О́БРАЗ (фурье-спектр) — частотная характеристика ф-ции $f(x)$, заданной на всей оси x или на полуоси x, определяемая интегралом:

$$\tilde{f}(\lambda) = (2\pi)^{-1/2}\int_{-\infty}^{\infty} f(x)e^{-i\lambda x}\,dx.$$

В частности, если ф-ция f суммируема, то её Ф.-о. $\tilde{f}$ — ограниченная ф-ция, равномерно непрерывная на оси λ и $\tilde{f}(\lambda) \to 0$ при $|\lambda| \to \infty$.

С. В. Молодцов.

ФУРЬЕ́-О́ПТИКА — раздел оптики, в к-ром преобразование световых полей оптич. системами исследуется с помощью фурье-анализа (спектрального разложения) и теории линейной фильтрации. Начало использования в оптике идей спектрального разложения связано с именами Дж. Рэлея (J. Rayleigh) и Э. Аббе (E. Abbe). Первые работы, к-рые легли в основу совр. Ф.-о., принадлежат Мандельштаму [1], Горелику [2], Рытову [3]. В последней проводится аналогия между задачами радиоэлектроники и теории связи, с одной стороны (в к-рых речь идёт о преобразовании сигналов — ф-ций времени — изменяющихся токов, напряжений и т. д. и о системах радиоэлектроники, регистрирующих эти преобразования), и задачами оптики — с другой, в к-рых рассматривается преобразование световых полей — ф-ций координат — оптич. системами.

Общность методов исследования систем, служащих для преобразования сигналов — ф-ций времени (временны́х фильтров), и оптич. систем, служащих для преобразования световых полей — ф-ций координат (пространств. фильтров), обусловлена общностью закономерностей, управляющих процессами в системах радиоэлектроники и оптики, общностью, заложенной в универсальности максвелловских ур-ний электродинамики. И тем и другим системам присущи (в достаточно широкой области применений) такие фундаментальные свойства, как линейность и инвариантность. Это позволяет удобно и просто описывать их поведение единым образом, используя универсальный аппарат теории линейной фильтрации и преобразования Фурье.

Основные понятия и соотношения Ф.-о. В радиоэлектронике систему, преобразующую сигналы, принято изображать в виде схемы (рис. 1, *а*), где внеш. воздействие $f(t)$ есть входной сигнал фильтра, а результат этого воздействия $g(t)$ — выходной сигнал (или отклик) фильтра. Примером временно́го фильтра является колебат. контур (рис. 1, *б*), в к-ром внеш. эдс — входной сигнал, а возникающие изменения напряжения на обкладках конденсатора — отклик фильтра. Тот факт, что ф-ция $g(t)$ является откликом на входное воздействие $f(t)$, записывают в виде операторного равенства

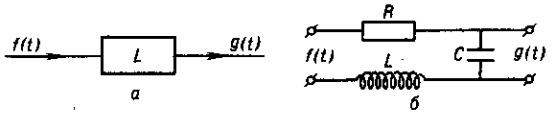


Рис. 1.

$$L[f(t)]=g(t).$$

Волновые (в частности, оптические) явления характеризуются как временно́й зависимостью, так и пространственной, т. е. зависимостью от координат. В Ф.-о. интерес представляет именно пространств. структура волны, к-рая описывается (в случае гармонич. волн фиксированной частоты ω) комплексной амплитудой волны $f(x, y, z)$, являющейся решением ур-ния Гельмгольца:

$$\Delta f+k^2 f=0 \qquad (1)$$

($k=\omega/c$ — волновое число). [Комплексная амплитуда, определяющая распределение амплитуд и фаз колебаний является входным и выходным сигналом когерентной оптич. системы. При некогерентном освещении говорят о картинах интенсивности (а не об амплитудах) во входной и выходной плоскостях.]

В процессе распространения волны через оптич. систему её пространств. структура изменяется. Такая система рассматривается как пространственный фильтр, преобразующий входной сигнал (комплексную амплитуду волны во входной плоскости оптич. системы) в выходной сигнал (комплексную амплитуду волны в выходной плоскости оптич. системы). На рис. 2 представлена схема пространств. фильтра (*а*) и пример простейшей оптич. системы (*б*), где $f(x, y)$ — комплексная амплитуда волны во входной плоскости Π_0, $g(x, y)$ — комплексная амплитуда в выходной плоскости Π_1. Соответствующее операторное равенство имеет вид

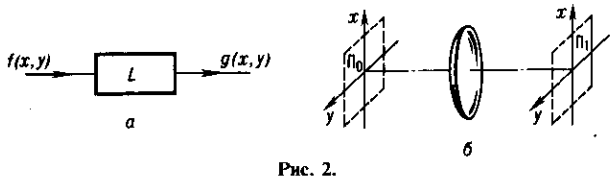


Рис. 2.

$$L[f(x, y)]=g(x, y).$$

В радиоэлектронике свойства линейного фильтра характеризуются импульсным откликом $h(t, \tau)$ — откликом фильтра на входной δ-импульс:

$$L[\delta(t-\tau)]=h(t, \tau).$$

Здесь $h(t, \tau)$ — ф-ция времени t, параметр τ указывает, что речь идёт об отклике на δ-импульс, возникающий на входе в момент времени $t=\tau$.

Аналогом δ-импульса, возбуждающего колебания в линейном фильтре, в задачах пространств. фильтрации является точечный источник света $\delta(x-\xi, y-\eta)$, расположенный в точке $x=\xi$, $y=\eta$ входной плоскости xy. При этом в выходной плоскости возникает нек-рое световое поле с комплексной амплитудой $h(x, y; \xi, \eta)$, являющейся ф-цией координат x, y в выходной плоскости. Поле $h(x, y; \xi, \eta)$ наз. функцией рассеяния точки и является аналогом импульсного отклика линейного временно́го фильтра.

Временны́е фильтры подчиняются принципу причинности: сигнал на выходе фильтра не может появиться раньше входного сигнала, импульсный отклик $h(t, \tau)$ отличен от нуля лишь при $t\geqslant\tau$. Различие в физ. смысле переменных (времени t и координат x, y) приводит к важному различию временны́х и пространств. фильтров: принцип причинности в задачах пространств. фильтрации не выполняется: точечный источник света, расположенный в начале координат $x=0$, $y=0$ входной плоскости, приводит к возникновению светового поля в выходной плоскости как при $x,y>0$, так и при $x,y<0$.

Если изменение момента появления δ-импульса на входе не меняет вид ф-ции импульсного отклика, а лишь сдвигает её во времени $h(t, \tau)=h(t-\tau)$, то временно́й фильтр наз. стационарным. Примером является колебат. контур с постоянными, не зависящими от времени параметрами L, C, R.

Аналогичное свойство пространств. фильтра наз. изопланатичностью: сдвиг точечного источника во входной плоскости приводит лишь к сдвигу ф-ции рассеяния в выходной плоскости:

$$h(x, y; \xi, \eta)=h(x-\xi, y-\eta).$$

Как правило, изопланатичность оптич. систем выполняется лишь при малых значениях параметров ξ, η. Стационарный временно́й фильтр, а также изопланатичный пространств. фильтр наз. инвариантными фильтрами.

Если известен импульсный отклик временно́го линейного фильтра, то задача фильтрации (нахождение отклика по заданному входному сигналу) решается с помощью интеграла суперпозиции:

$$g(t)=\int f(\tau)h(t, \tau)d\tau. \qquad (2)$$

Аналогично решается задача *пространственной фильтрации* — нахождение комплексной амплитуды волны в выходной плоскости по заданному полю во входной плоскости:

$$g(x, y)=\iint f(\xi, \eta)h(x, y; \xi, \eta)d\xi\, d\eta. \qquad (3)$$

Если речь идёт об инвариантных фильтрах, то вместо (2) и (3) имеем

$$g(t)=\int f(\tau)h(t-\tau)d\tau, \qquad (4)$$

$$g(x, y)=\iint f(\xi, \eta)h(x-\xi, y-\eta)d\xi\, d\eta. \qquad (5)$$

Интегральная операция в (4) или (5) наз. свёрткой функций $f(t)$ и $h(t)$ в (4) или двумерной свёрткой ф-ций $f(x, y)$ и $h(x, y)$ в (5). Символически операции свёртки (4) и (5) записываются в виде

$$g(t)=f(t)\otimes h(t),$$

$$g(x, y)=f(x, y)\otimes\otimes h(x, y).$$

Инвариантность линейных фильтров позволяет перейти к спектральному описанию. Используя известную теорему фурье-анализа о фурье-образе свёртки, связь между спектрами (фурье-преобразованиями) входного и выходного

сигналов можно записать в виде

$$G(\omega)=F(\omega)H(\omega), \qquad (6)$$

$$G(u,v)=F(u,v)H(u,v), \qquad (7)$$

где $H(\omega)=\int h(t)\exp(-i\omega t)\,dt$ — частотная характеристика временного фильтра, а $H(u,v)$ — частотная характеристика пространств. фильтра, являющаяся фурье-преобразованием ф-ции рассеяния точки:

$$H(u,v)=\iint h(x,y)\exp[-i(ux+vy)]\,dxdy. \qquad (8)$$

Одно из важнейших преимуществ спектрального подхода — простота операции, связывающей спектры сигналов на входе и выходе фильтра.

Представление сигнала $f(t)$ в виде интеграла Фурье

$$f(t)=\frac{1}{2\pi}\int F(\omega)\exp(i\omega t)\,d\omega \qquad (9)$$

имеет ясный физ. смысл: равенство (9) утверждает, что сигнал $f(t)$ может быть представлен суммой гармонич. колебаний, причём спектр $F(\omega)=A(\omega)\exp i\varphi(\omega)$ определяет вклады гармоник разл. частот — их амплитуды $A(\omega)$ и нач. фазы $\varphi(\omega)$.

Гармонич. колебания $\exp i\omega t$ имеют особое значение в задачах линейной фильтрации: при возбуждении ими линейного стационарного фильтра в последнем возникают вынужденные гармонич. колебания той же частоты ω. Др. словами, гармонич. ф-ции $\exp i\omega t$ являются собств. ф-циями линейной стационарной системы. Это можно записать в виде операторного равенства

$$L[\exp i\omega t]=H(\omega)\exp i\omega t, \qquad (10)$$

где $H(\omega)=B(\omega)\exp i\alpha(\omega)$ — частотная характеристика фильтра, определяющая амплитуду $B(\omega)$ и сдвиг по фазе $\alpha(\omega)$ вынужденных колебаний относительно внеш. воздействия.

Пространственное фурье-разложение. Комплексную амплитуду волны $f(x,y)$ можно представить в виде интеграла Фурье [двумерный аналог ф-лы (9)]:

$$f(x,y)=\frac{1}{4\pi^2}\iint F(u,v)\exp[i(ux+vy)]\,du\,dv. \qquad (11)$$

Физ. смысл разложения (11) состоит в следующем. Можно проверить, что ф-ция

$$f(x,y,z)=\exp\left[i\left(ux+vy+\sqrt{k^2-u^2-v^2}\,z\right)\right] \qquad (12)$$

является решением ур-ния Гельмгольца (1), удовлетворяющего на плоскости $z=0$ граничному условию

$$f(x,y,z)\big|_{z=0}=\exp[i(ux+vy)]. \qquad (13)$$

Это утверждение справедливо при любых значениях параметров u, v. Ф-ция (12) есть комплексная амплитуда плоской волны, причём параметры u, v — проекции волнового вектора $\boldsymbol{k}$ этой волны на оси x, y, если $|u^2+v^2|\leqslant(\omega/c)^2=k^2$. Если же $|u^2+v^2|>k^2$, выражение (12) также является решением (1) и наз. неоднородной волной (амплитуда волны спадает с ростом z экспоненциально, поскольку $k_z=\sqrt{k^2-u^2-v^2}$ — в этом случае мнимое число).

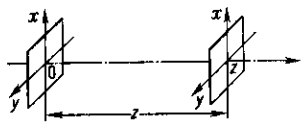
Т. о., выражение (11) есть представление произвольной волны, заданной в нек-рой плоскости $z=\text{const}$, в виде суперпозиции плоских волн, как бегущих, так и неоднородных.

Плоская волна $\exp[i(ux+vy)]$ в задачах пространств. фильтрации является аналогом гармонич. колебания $\exp i\omega t$. Поэтому пару чисел u, v наз. пространственными частотами.

Частотная характеристика свободного пространства. Участок свободного пространства между двумя плоскостями $z=0$ и $z=\text{const}>0$ (рис. 3) является простейшим пространств. фильтром. Согласно (12) и (13), распространение плоской волны между двумя плоскостями приводит лишь к появлению множителя $\exp\left[i\sqrt{k^2-u^2-v^2}\,z\right]$, определяющего набег фазы волны (при $|u^2+v^2|\leqslant k^2$) или экспоненц. уменьшение амплитуды (при $|u^2+v^2|>k^2$). Это утверждение можно записать в виде операторного равенства:

$$L\{\exp[i(ux+vy)]\}=H(u,v)\exp[i(ux+vy)], \qquad (14)$$

Рис. 3.



где $H(u,v)=\exp\left(i\sqrt{k^2-u^2-v^2}\,z\right)$ — частотная характеристика свободного пространства. Экспоненц. ф-ции $\exp[i(ux+vy)]$ при любых (u,v) являются, согласно (14), собственными ф-циями пространств. фильтра.

Пространственная модуляция. В радиоэлектронике модуляция сигнала записывается как операция перемножения модулируемого колебания $f(t)$ и модулирующего сигнала $m(t)$, в результате к-рой на выходе модулятора имеем модулированный сигнал $g(t)=f(t)m(t)$. Различают два вида молуляции: амплитудную, когда $m(t)$ — действительная положит. ф-ция $a(t)$, и фазовую: $m(t)=\exp i\varphi(t)$. Если несущее (модулируемое) колебание — гармонич. ф-ция $f(t)=\exp i\omega t$, то в первом случае на выходе имеем амплитудно-модулированное колебание $g(t)=a(t)\exp i\omega t$, а во втором — колебание, модулированное по фазе $g(t)=\exp\{i[\omega t+\varphi(t)]\}$. Операцию модуляции изображают символически с помощью блок-схемы (рис. 4, *а*).

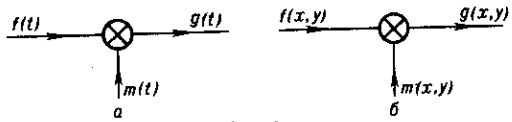


Рис. 4.

Пространств. модуляция осуществляется в оптике с помощью тонких пластинок — транспарантов, — обладающих в разных точках разл. поглощательной способностью и (или) показателем преломления. При освещении пластинки плоской волной $\exp i(ux+vy)$ это приводит к тому, что амплитуда волны на выходе из пластинки оказывается различной в разных точках (в соответствии с изменением поглощат. способности), т. е. имеем амплитудную модуляцию волны:

$$g(x,y)=a(x,y)\exp[i(ux+vy)].$$

Если пластинка имеет различный в разных точках показатель преломления $n(x,y)$ [или толщину $h(x,y)$], то набег фазы волны при прохождении пластинки оказывается в разных местах различным: $\varphi(x,y)=kn(x,y)h(x,y)$ — получается фазовая модуляция:

$$g(x,y)=\exp\{i[ux+vy+\varphi(x,y)]\}.$$

В общем случае с помощью транспаранта осуществляется как амплитудная, так и фазовая пространств. модуляция.

Ф-ция $m(x,y)=a(x,y)\exp i\varphi(x,y)$, определяющая характер пространств. модуляции и связывающая комплексную амплитуду волны на входе и выходе транспаранта $g(x,y)=m(x,y)f(x,y)$, наз. ф-цией пропускания (или модуляц. характеристикой) транспаранта. Операция пространств. модуляции изображается с помощью блок-схемы, изображённой на рис. 4 *(б)*. Для осуществления пространств. модуляции в оптике используют различного вида маски, пластинки, амплитудные и фазовые решётки.

Преобразование Фурье, осуществляемое линзой. Осн. элементом любого оптич. устройства является линза. Идеальная безаберрационная линза осуществляет фазовую модуляцию вида

$$m(x,y)=\exp\left[-i\frac{k}{2f}(x^2+y^2)\right],$$

где f — фокусное расстояние линзы. В оптике пространств. спектральное разложение тесно связано со свойством линзы фокусировать параллельный пучок света: падающая на линзу плоская волна $\exp i(ux+vy)$ с пространств. частотой (u, v) фокусируется линзой в точку фокальной плоскости с координатами $x=fu/k$ и $y=fv/k$ (рис. 5). Падающая на линзу произвольная волна с комплексной амплитудой

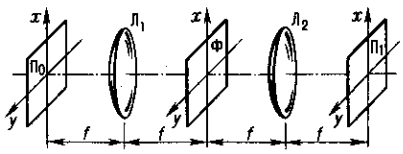


Рис. 5.

$f(x, y)$ может быть представлена, согласно (11), суперпозицией плоских волн разных направлений (т. е. разных пространств. частот u, v), и каждая из плоских волн в этой суперпозиции фокусируется линзой в свою определ. точку фокальной плоскости, создавая в ней световое поле с амплитудой, пропорциональной амплитуде соответствующей волны, и с фазой, определяемой фазой соответствующей волны, т. е. создавая в ней колебание, пропорциональное величине $F(kx/f, ky/f)$, где $F(u, v)$ — преобразование Фурье ф-ции $f(x, y)$. Т. о., световое поле, возникающее в фокальной плоскости линзы, представляет собой пространств. спектральное разложение волны, падающей на линзу.

Теория Аббе формирования изображения (принцип двойной дифракции). На рис. 5 в качестве примера оптич. системы, формирующей изображение, приведена система, состоящая из двух линз $Л_1$ и $Л_2$ с общей фокальной плоскостью Ф; входной плоскостью $П_0$ (где размещается предмет) служит передняя фокальная плоскость линзы $Л_1$, а выходной плоскостью, где возникает изображение,— задняя фокальная плоскость линзы $Л_2$ — плоскость $П_1$.

Формирование изображения в оптич. системе, согласно теории Аббе,— двухэтапный процесс. Первый этап (первая «дифракция») — это распространение света от входной плоскости до плоскости Ф, где формируется пространств. спектр предметной волны. На этом этапе линза $Л_1$ осуществляет первое пространств. фурье-преобразование. Второй этап (вторая дифракция) — распространение света от плоскости Ф (к-рая наз. фурье-плоскостью оптич. системы) до плоскости изображения. На этом этапе линза $Л_2$ осуществляет ещё одно преобразование Фурье. В результате двух последоват. преобразований Фурье возникает перевёрнутое изображение — поле с комплексной амплитудой $g(x, y)=f(-x, -y)$, тождественное с точностью до инверсии предметному полю $f(x, y)$.

Частотная характеристика оптической системы формирования изображения. Описанная выше оптич. система является идеальной: изображение, тождественное предмету, создаётся системой с частотной характеристикой

$$H(u, v)=1.$$

В действительности же оптич. система вносит искажения. Принципиальными являются дифракц. искажения, обусловленные конечностью размеров линз. Влияние конечных размеров линз моделируется диафрагмой, расположенной в фурье-плоскости оптич. системы (рис. 6) (диаметр диафрагмы D равен диаметру меньшего из объективов). В формировании изображения в такой модели принимают участие лишь те плоские волны, к-рые фокусируются линзой $Л_1$ внутрь диафрагмы, т. е. волны с пространств. частотами

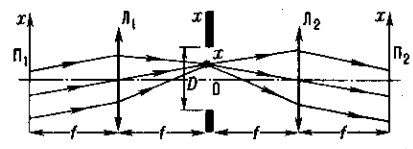


Рис. 6.

$$|u^2+v^2| \leqslant (kD/2f)^2.$$

Эти волны приходят к плоскости изображения $П_2$ без искажений по амплитуде и фазе. Все прочие волны, задерживаясь диафрагмой, не достигают плоскости изображения, т. е. оптич. система имеет частотную характеристику:

$$H(u, v)=\begin{cases} 1 \text{ при } |u^2+v^2| \leqslant (kD/2f)^2 \\ 0 \text{ при } |u^2+v^2| > (kD/2f)^2 \end{cases} \qquad (15)$$

(т. н. дифракционно-ограниченная система). Ф-ция рассеяния [обратное фурье-преобразование ф-ции (15)] имеет вид

$$h(x)=\sin\left(\pi \frac{D}{\lambda f} x\right)/\pi x \qquad \text{(одномерный случай);}$$

$$h(\rho)=J\left(\pi \frac{D}{\lambda f} \rho\right)/\pi\rho \qquad \text{(круглая диафрагма).}$$

Принцип корреляционной фильтрации. Т. к. плоские волны разных пространств. частот, фокусируясь линзой $Л_1$ в разные точки фурье-плоскости, пространственно разделяются, то можно избирательно воздействовать на разл. пространств. гармоники. Если маленькую пластинку-транспарант, вносящую определ. поглощение и (или) определ. фазовую задержку, поместить в точку (x, y) фурье-плоскости, то эта пластинка изменит амплитуду и (или) фазу только той плоской волны, к-рая в эту точку фокусируется (т. е. волны с частотой $u=kx/f$, $v=ky/f$). При этом все др. волны достигают плоскость изображения без искажений по амплитуде и фазе. Помещая в фурье-плоскость разл. маски-транспаранты, можно непосредственно влиять на пространств. спектр изображения.

Маска с ф-цией пропускания $m(x, y)$, помещённая в фурье-плоскость, приводит к частотной характеристике

$$H(u, v)=m(fu/k, fv/k).$$

Метод управления частотной характеристикой оптич. системы с помощью транспарантов, устанавливаемых в фурье-плоскости, наз. принципом корреляц. фильтрации. С его помощью решаются разнообразные задачи, такие, как улучшение разрешающей способности оптич. системы, связанное, напр., с сужением гл. максимума ф-ции рассеяния; уменьшение боковых лепестков ф-ции рассеяния (аподизация), выполняемое с помощью т. н. мягких диафрагм — плавного уменьшения пропускаемости диафрагмы от центра к краям (напр., по линейному закону); устранение пространственно-периодич. шума в изображении; апостериорная обработка изображений.

С помощью оптич. системы можно совершать ряд матем. преобразований. Для этого ф-ция, подлежащая преобразованию (в общем случае ф-ция двух переменных), записывается в виде комплексной пропускаемости транспаранта, к-рый располагается во входной плоскости. При освещении такого транспаранта параллельным пучком лазера получаем на выходе транспаранта требуемое поле $f(x, y)$, преобразуемое затем в оптич. системе. Таким способом можно проводить двумерное преобразование Фурье, операции свёртки и корреляции, дифференцирование ф-ций одной переменной с помощью частотной характеристики $H(u)=iu$ [1] и т. д. Многоканальный анализатор спектра, выполняемый с помощью комбинации сферич. и цилиндрич. линз, позволяет проводить одномерное преобразование Фурье в большом числе каналов одновременно.

Преобразование пространственно-случайных (спекл-полей) в оптических системах. Из теории фильтрации случайных сигналов линейными колебат. системами хорошо известна связь между спектрами мощности (фурье-образами корреляц. ф-ций) сигналов на входе и выходе фильтра $G_k(\omega)=F_k(\omega)|H(\omega)|^2$, где $H(\omega)$ — частотная характеристика фильтра. Аналогичное равенство справедливо для решения задачи фильтрации спекл-полей в оптич. (пространств.) фильтрах:

$$G_k(u,v)=F_k(u,v)|H(u,v)|^2, \qquad (16)$$

где $G_k(u,v)$ и $F_k(u,v)$ — пространств. спектры мощности (фурье-образы автокорреляц. ф-ций) спекл-полей во входной и выходной плоскостях оптич. системы.

В соответствии с (16) управление характеристиками системы для фильтрации спекл-полей осуществляется с помощью амплитудных транспарантов.

Некогерентные оптические системы. В некогерентных системах входным и выходным сигналами являются интенсивности света $I_{вх}(x, y)$ и $I_{вых}(x, y)$ во входной и выходной плоскостях. Связь между ними определяется равенством

$$I_{вых}(x, y)=\iint I_{вх}(\xi, h)|h(x-\xi, y-\eta)|^2\, d\xi\, d\eta \qquad (17)$$

(при выполнении условия изопланатичности).

Из (17) следует связь между нормированными спектрами (фурье-преобразованиями) ф-ций $I_{вх}(x, y)$ и $I_{вых}(x, y)$:

$$J_{вых}(u, v)=J_{вх}(u, v)\,\mathscr{H}(u, v),$$

где $J_{вх}(u, v)$ и $J_{вых}(u, v)$ — фурье-образы ф-ций $I_{вх}(x, y)$ и $I_{вых}(x, y)$; $\mathscr{H}(u, v)$ — передаточная функция оптич. системы, определяющая свойства некогерентной оптич. системы.

Связь между когерентной частотной характеристикой $H(u, v)$ и передаточной ф-цией оптич. системы $\mathscr{H}(u, v)$ для одномерного случая имеет вид

$$\mathscr{H}(u, v)=\int H(u-v/2)H^*(u+v/2)\,dv \Big/ \int |H(v)|^2 dv.$$

Возможности использования идей и методов Ф.-о. существенно расширяются с применением динамически управляемых ячеек и транспарантов, располагаемых в фурье-плоскости оптич. системы: жидких кристаллов, ультразвуковых ячеек, эл.-оптич. ячеек Керра и т. д.

Лит.: Горелик Г. С., Колебания и волны, 2 изд., М., 1959; Рытов С. М., О методе фазового контраста в микроскопии, «УФН», 1950, т. 41, в. 4, с. 425; О'Нейл Э., Введение в статистическую оптику, пер. с англ., М., 1966; Строук Дж., Введение в когерентную оптику и голографию, пер. с англ., М., 1967; Гудмен Дж., Введение в фурье-оптику, пер. с англ., М., 1970; его же, Статистическая оптика, пер. с англ., М., 1988; Сороко Л. М., Основы голографии и когерентной оптики, М., 1971; Папулис А., Теория систем и преобразований в оптике, пер. с англ., М., 1971; Мандельштам Л. И., Лекции по оптике, теории относительности и квантовой механике, М., 1972; Зверев В. А., Радиооптика, М., 1975; Юу Ф., Введение в теорию дифракции, обработку информации и голографию, пер. с англ., М., 1979.
Г. Р. Локшин.

ФУРЬЕ-ПРЕОБРАЗОВА́НИЕ — *интегральное преобразование*, действующее в пространстве ф-ций n действительных переменных:

$$F[\varphi](x)=(2\pi)^{-n/2}\int_{R^n}\varphi(\xi)e^{-ix\xi}\,d\xi. \qquad (*)$$

Для суммируемых во всём пространстве R^n ф-ций $\varphi\in L_1(R^n)$ интеграл (*) корректно определяет нек-рую ф-цию $F[\varphi](x)=\psi(x)$ — *фурье-образ* ф-ции φ. Обратное отображение F^{-1}, восстанавливающее ф-цию $\varphi(x)$ по известной $F[\varphi](x)$, — обратное преобразование Фурье — задаётся ф-лой

$$\varphi(x)=F^{-1}[\psi](x)=(2\pi)^{-n/2}\int_{R^n}\psi(\xi)e^{ix\xi}\,d\xi.$$

Наиб. естественно Ф.-п. выглядит для *обобщённых функций* медленного роста, оно оставляет ф-ции в этом же классе. Аналогичным свойством Ф.-п. обладает для квадратично суммируемых ф-ций, для к-рых справедливо равенство Парсеваля:

$$(2\pi)^n\langle\varphi, \psi\rangle=\langle F[\varphi], F[\psi]\rangle,$$

где $\langle\ldots\rangle$ — скалярное произведение. Это обстоятельство, в частности, гарантирует эквивалентность координатного и импульсного представлений для волновых ф-ций квантовой механики.

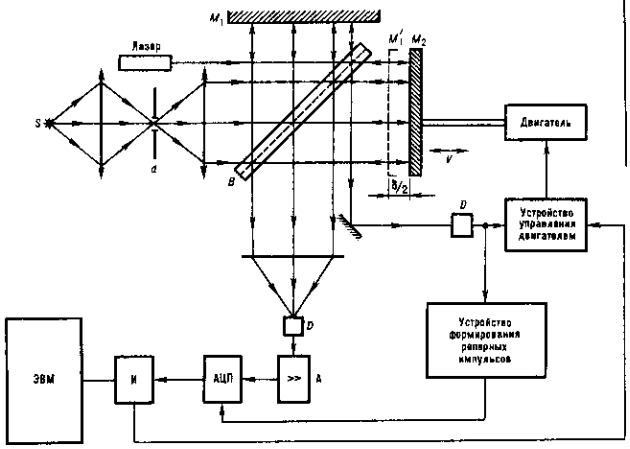
Многочисл. техн. применения Ф.-п. основываются на следующих его свойствах: свёртка ф-ций f и g переходит в произведение фурье-образов $F[f*g]=F[f]F[g]$; Ф. п. производной ф-ции задаётся умножением на независимую переменную, $F[D^\alpha f](x)=(ix)^\alpha F[f]$.

Лит.: Владимиров В. С., Уравнения математической физики, 5 изд., М., 1988; его же, Обобщенные функции в математической физике, 2 изд., М., 1979; Хёрмандер Л., Анализ линейных дифференциальных операторов с частными производными, пер. с англ., т. 1, М., 1986.
С. В. Молодцов.

ФУРЬЕ-СПЕКТР — то же, что *фурье-образ*.

ФУРЬЕ-СПЕКТРО́МЕТР — *спектральный прибор*, в к-ром искомый спектр получают в два приёма: сначала регистрируется интерферограмма исследуемого излучения, а затем через её *фурье-преобразование* вычисляют искомый спектр. Совокупность спектральных методов, осуществляемых с помощью Ф.-с., наз. *фурье-спектроскопией*.

Осн. элемент Ф.-с. — *интерферометр Майкельсона* (или одна из его разновидностей), к-рый настраивается на получение в плоскости выходной диафрагмы интерференц. *полос равного наклона*. Одно из зеркал (M_2 на рис.) двигается



Принципиальная схема фурье-спектрометра: S — источник сплошного ИК-спектра; M_1 — фиксированное зеркало интерферометра; M_2 — подвижное зеркало интерферометра; M_1' — изображение фиксированного зеркала в плече зеркала M_2; d — входное отверстие фурье-спектрометра; B — светоделитель; D — фотоприёмник; A — усилитель; $И$ — интерфейс связи ЭВМ с регистрирующей и управляющей электроникой фурье-спектрометра.

поступательно, в процессе чего исследуемое излучение модулируется, причём частота модуляции зависит от скорости движения зеркала и длины волны излучения.

Интегральная интенсивность светового потока, выходящего из идеального интерферометра, $I(\delta)$ описывается выражением

$$I(\delta)=\frac{1}{2}\int_0^\infty B(\sigma)d\sigma+\frac{1}{2}\int_0^\infty B(\sigma)\cos(2\pi\sigma\delta)d\sigma,$$

где $B(\sigma)$ — спектральная плотность входящего в интерферометр излучения (от источника S) с амплитудой напряжённости электрич. поля $E(t)$ в эл.-магн. волне $E(t)$. Фурье-преобразование перем. части ф-ции $I(\delta)$ (интерферограммы) позволяет восстановить исследуемый спектр:

$$B'(\sigma)=2\int_0^\infty I'(\delta)\cos(2\pi\sigma\delta)d\sigma. \qquad (1)$$

Идеальная интерферограмма предполагается бесконечно протяжённой, при этом разрешающая сила Ф.-с. была бы бесконечно велика. Целый ряд факторов, однако, ограничивает достижимое разрешение: конечные пределы механич. перемещения зеркала M_2, возможности цифровой регистрации и обработки интерферограммы, неидеальность оптич. системы и др. Как правило, форма и ширина *аппаратной функции* Ф.-с. определяются пределом измене-

ния оптич. разности хода L и видом т. н. аподизац. ф-ции $A(\delta)$ (см. *Аподизация*), к-рая входит в подынтегральное выражение в (1):

$$B'(\sigma)=2\int_0^L A(\delta)I(\delta)\cos(2\pi\sigma\delta)=B(\sigma)A'(\sigma),$$

где $A'(\sigma)$ — фурье-образ ф-ции $A(\delta)$. Фактически $A'(\sigma)$ и является аппаратной ф-цией Ф.-с., её ширина $\sim 1/L$. Варьируя форму аподизац. ф-ции, можно в больших пределах изменять форму и ширину аппаратной ф-ции Ф.-с., что упрощает обработку и интерпретацию получаемых спектров. Если ф-ция $A(\delta)=1$ при $\delta<L$ (аподизация отсутствует), то

$$A'(\sigma)=2L\sin c(2\pi\sigma L)=2L\sin(2\pi\sigma L)/2\pi\sigma L$$

и ширина аппаратной ф-ции $\delta\sigma\approx 1/2L$.

Второй существ. фактор, влияющий на форму и ширину аппаратной ф-ции Ф.-с.,— протяжённость реального источника излучения в спектрометре. Обычно его размеры (линейные размеры входного отверстия спектрометра d) выбираются в зависимости от требований эксперимента, т. к. зависящий от d телесный угол Ω, определяющий угл. расходимость светового пучка в интерферометре (как и в любом спектральном приборе), связан с разрешающей способностью R:

$$\Omega\leqslant 2\pi/R;$$

это означает, что повышение R возможно только при уменьшении светосилы прибора и, следовательно, влечёт за собой ухудшение отношения сигнал/шум (S/N).

Результат восстановления спектра зависит также от дискретности регистрации интерферограммы, т. е. регистрации её с нек-рым шагом h по оптич. разности хода. Для этой цели необходимо регистрировать интерферограмму с частотой ($1/h$), по крайней мере, вдвое большей, чем макс. частота сигнала. При этом частоты, лежащие в диапазоне от 0 до $1/2h$, передаются однозначно, а фрагменты более высоких частот в восстановленном спектре появляются на частотах, меньших $1/2h$. Последнее явление (т. н. «переналожение» спектров) устраняется с помощью предварит. оптич., электрич. или программной фильтрации сигнала. При высоком разрешении, большом значении частоты коротковолновой границы исследуемого спектра и относительно узком спектральном составе последнего ($\Delta\sigma$) можно резко сократить объём обрабатываемой информации, выбирая шаг равным $1/2\Delta\sigma$. Однако при этом нужно точно знать спектральный диапазон исследуемого сигнала для его однозначной идентификации.

В Ф.-с. реализуются два осн. принципа сканирования интерферограммы — шаговое и непрерывное (быстрое). В быстросканирующем Ф.-с. подвижный отражатель движется с пост. скоростью v. На выходе интерферометра каждая спектральная составляющая исследуемого сигнала синусоидально модулируется с частотой $\nu=2v\sigma$ и осн. интегральное соотношение фурье-спектроскопии принимает вид

$$I(t)=\frac{1}{v}\int_0^\infty B(\nu)\cos 2\pi\nu t d\nu.$$

В этом случае интерферометр модулирует собств. сигнал. Если исследуемый спектральный сигнал лежит в интервале от σ_1 до σ_2, то диапазон частот ν модуляции интерференц. сигнала изменяется в пределах $2v\sigma_1<\nu<2v\sigma_2$. Этот диапазон можно изменять, варьируя скорость v, согласуя его с частотными характеристиками приёмного устройства спектрометра.

В шаговом Ф.-с. подвижный отражатель перемещается скачкообразно или непрерывно с очень малой скоростью v. В этом случае сигнал модулируется механич. обтюратором или быстрым изменением оптич. разности хода с небольшой амплитудой (т. н. внутр. модуляция). Шаговый Ф.-с. эффективен при исследованиях сигналов с узкополосным спектром или быстро меняющихся во времени.

Разл. типы Ф.-с. имеют определ. преимущества перед спектральными приборами с диспергирующими элементами. Так, благодаря осевой симметрии Ф.-с. обладает большей примерно в $2\pi/\beta$ раз светосилой (выигрыш Жакино; β — угл. высота щели в спектральных приборах с диспергирующими элементами) при одинаковой площади сечения коллимированного светового пучка в интерферометре Ф.-с. и на диспергирующих элементах классич. спектрального прибора. Выигрыш в мультиплексности (выигрыш Фелжета) обусловлен тем, что в течение всего времени измерения Ф.-с. одновременно регистрирует все компоненты исследуемого спектрального интервала, и, следовательно, при равных отношениях S/N сокращается время регистрации одинакового спектрального интервала или при равных временах его измерения получают в $\sqrt{M}$ раз лучшее отношение S/N (M — число разрешаемых спектральных элементов на регистрируемом спектральном интервале). Выигрыш Фелжета возможен, когда шум приёмника излучения не зависит от величины сигнала. Использование стабилизированного по частоте лазера для измерения оптич. разности хода в интерферометре позволяет значительно повысить точность определения длин волн в спектре. В Ф.-с. применяется вычислит. техника (персональные компьютеры), что даёт возможность не только регистрировать и выводить спектральную информацию на внеш. устройства, но и осуществлять последующую обработку получаемых спектров. Кроме того, в Ф.-с. при правильном выборе частоты модуляции спектральных составляющих отсутствует рассеянный свет, появляющийся в большинстве спектрометров др. типов и искажающий регистрируемый сигнал.

Т. о., с помощью разл. типов Ф.-с. можно достичь предельно высокого разрешения, высокой фотометрической точности (большого отношения S/N) или сокращения времени регистрации спектра. Сочетание разных пар этих качеств в Ф.-с. и создаёт их многообразие.

Совр. Ф.-с. позволяет работать в широком спектральном интервале от 5 $см^{-1}$ до $5\cdot 10^4$ $см^{-1}$, т. е. от субмиллиметрового до УФ-диапазона, хотя наиб. распространены приборы, работающие в ИК-диапазоне, где эффективность использования преимуществ Ф.-с. наибольшая. Разрешение совр. Ф.-с. изменяется в широких пределах — от неск. дес. до 10^{-4} $см^{-1}$.

Временно́е разрешение (фактически время регистрации интерферограммы) получаемых спектров в большинстве Ф.-с. составляет от долей секунды до неск. минут. Ф.-с. с высокими скоростями изменения оптич. разности хода обладают временны́м разрешением до 2—3 мс при достаточно высоком спектральном разрешении (до 0,1 $см^{-1}$). В приборах с шаговым сканированием достигается временно́е разрешение порядка Не при исследовании периодически повторяющихся сигналов. Ф.-с. на основе статич. интерферометров, где в качестве интерферограммы регистрируется пространственно фиксированная в плоскости приёмных площадок многоэлементного фотоприёмника (линейки или матрицы фотодиодов) интерференц. картина, позволяют достигать временно́го разрешения, определяемого физ. пределом отд. измерения на отд. приёмнике, т. е. до 1 мкс и быстрее. Однако спектральное разрешение таких Ф.-с. оказывается довольно низким (не лучше 50 $см^{-1}$).

Обычно в Ф.-с. образец размещается в исследуемом световом пучке до или после интерферометра, исследуется отражённый или пропущенный образцом световой пучок. Однако образец может быть размещён и в одном из плеч интерферометра. В этом случае после обратного комплексного фурье-преобразования зарегистрированной интерферограммы получают комплексно-сопряжённую амплитуду отражения (пропускания) образца, умноженную на спектр источника излучения. Такой Ф.-с. наз. амплитудно-фазовым, он применяется для точного определения спектров оптич. постоянных веществ.

Лит.: Белл Р. Дж., Введение в фурье-спектроскопию, пер. с англ., М., 1975; Светосильные спектральные приборы, М., 1988.

В. А. Вагин, Г. Н. Жижин.

ФУРЬЕ-СПЕКТРОСКОПИ́Я — совокупность спектральных методов, в к-рых для получения спектров используются *фурье-спектрометры*. Ф.-с. исследует спектры в ИК-, субмиллиметровом и др. диапазонах длин волн.

В Ф.-с. спектр вычисляют путём фурье-анализа интерферограммы, получаемой с помощью интерферометра Майкельсона. Сложность получения спектра перекрывается преимуществами Ф.-с. над др. спектральными методами, среди к-рых уменьшение времени регистрации спектра, улучшение отношения сигнал/шум, более высокое разрешение. Наиб. применение Ф.-с. нашла в тех исследованиях, где обычные методы малоэффективны или совсем неприменимы. С помощью Ф.-с. были получены спектры планет в ближней ИК-области в течение неск. часов.

В последние годы Ф.-с. позволила получать не только спектры поглощения и люминесценции, но и спектры комбинац. рассеяния света, возбуждаемые в ближней ИК области спектра. Ф.-с. широко применяется в химии, физике, биологии, в совр. технологиях и для контроля окружающей среды.



ХА́АГА ТЕОРЕ́МА — следствие постулатов аксиоматич. квантовой теории поля, демонстрирующее нетривиальный характер связи свободного и взаимодействующего полей в релятивистской теории. Доказана Р. Хаагом (R. Haag) в 1955. Согласно Х. т., *взаимодействия представление* в строго матем. смысле не существует.

Для простейшего случая нейтрального скалярного поля $\varphi(x)$ Х. т. формулируется следующим образом (для более сложных полей формулировка Х. т. принципиально не изменяется). Пусть существуют две неприводимые системы операторов (т. е. такие, что только оператор, кратный единичному, коммутирует со всеми операторами данной системы) квантованных полей $\varphi_i(x)$, $\dot{\varphi}_i(x)$, $i=1, 2$ [точнее, их сглаженные аналоги (см. *Локальный оператор*) — операторнозначные обобщённые функции], и пусть в соответствующих гильбертовых пространствах существуют единственные вакуумные векторы $|0_i\rangle$. Тогда, если справедливы постулаты релятивистской инвариантности, локальности и спектральности (см. *Аксиоматическая квантовая теория поля*) и операторы $\varphi_i(x)$ связаны унитарным преобразованием $V(t)$:

$$\varphi_2(x, t)=V(t)\varphi_1(x, t)V^{+}(t)$$

($^{+}$ означает эрмитово сопряжение), то соответствующие *Уайтмена функции* $W_n^i(x_1, \ldots, x_n)$ совпадают при $n\leqslant 4$;

$$W_n^i(x_1\ldots x_n)\equiv\langle 0_i|\varphi_i(x_1)\ldots\varphi_i(x_n)|0_i\rangle.$$

К наиб. существ. физ. результату Х. т. приводит в том случае, когда одно из полей $\varphi_i(x)$ является свободным полем, поскольку из совпадения двухточечных ф-ций Уайтмена следует, что второе поле тоже является свободным. Иными словами, согласно Х. т., взаимодействующее поле $\varphi(x)$ может описывать нетривиальную теорию рассеяния (т. е. теорию, в к-рой оператор матрицы рассеяния отличен от единичного) только тогда, когда не существует *унитарного оператора* $V(t)$, связывающего $\varphi(x)$ со свободным полем.

Отсутствие хорошо определённого оператора $V(t)$ связано с существованием т. н. странных (нефоковских) представлений (см. *Представлений теория*) канонических *перестановочных соотношений* (КПС). В отличие от квантовой механики, т. е. системы с конечным числом степеней свободы, в квантовой теории поля наряду с представлениями, в к-рых существует вакуумный вектор (фоковские представления) и к-рые все унитарно эквивалентны (теорема фон Неймана), возникают также «странные» представления, унитарно не эквивалентные фоковским. Можно сказать, что в этих представлениях в каждом состоянии содержится бесконечное число частиц.

Х. т. показывает, что фоковские представления справедливы только для асимптотич. полей, т. е. при $t\to\pm\infty$. При произвольном конечном t реализуются «странные» представления КПС. Появления «странных» представлений в принципе можно избежать, вводя пространственное «обрезание», т. е. рассматривая теорию в конечном объёме пространства. В этом случае необходимые для справедливости Х. т. условия инвариантности не выполнены. Следовательно, ограничения, налагаемые Х. т., утрачивают силу. Однако в таком подходе возникает сложная матем. проблема снятия «обрезания». Математически корректное построение нетривиальной теории квантованного поля пока осуществлено лишь для простейших случаев (см. *Конструктивная квантовая теория поля*).

Х. т. может служить указанием на возможность столь сингулярного поведения КПС, что сглаживание операторов поля только по пространственным переменным становится невозможным, т. е. необходимо сглаживание и по временно́й переменной.

Лит.: Haag R., On quantum field theories, «Kgl. Danske Videnskab. Selsk., Mat.-Fys. Medd.», 1955, v. 29, № 12; Стритер Р., Вайтман А., PCT, спин и статистика и все такое, пер. с англ., М., 1966; Боголюбов Н. Н., Логунов А. А., Оксак А. И., Тодоров И. Т., Общие принципы квантовой теории поля, М., 1987.

Ю. С. Вернов.

ХА́ББАРДА МОДЕ́ЛЬ — одна из фундам. моделей для описания систем сильно взаимодействующих электронов в кристалле. Модель была предложена в 1963—65 Дж. Хаббардом [1] и получила широкое развитие в последующие годы. Х. м. является осн. моделью для описания *зонного магнетизма* в металлах, фазового *перехода металл — диэлектрик* и разл. аспектов взаимосвязи магн. и электрич. свойств твёрдых тел. Достоинствами модели являются её простота и физ. содержательность.

Гамильтониан. В Х. м. рассматриваются невырожденные по орбитальному состоянию электроны, движущиеся по кристаллич. решётке посредством квантовых переходов (перескоков) с узла на узел и обладающие локальным кулоновским взаимодействием на одном узле. Т. о., гамильтониан модели H содержит всего два параметра: матричный элемент перехода t и параметр кулоновского отталкивания U; в представлении вторичного квантования

$$H=t\sum_{ij\sigma}c_{i\sigma}^{+}c_{j\sigma}+U\sum_{i}n_{i\uparrow}n_{i\downarrow}, \qquad (1)$$

где $c_{i\sigma}^{+}$ ($c_{i\sigma}$) — ферми-оператор рождения (уничтожения) электрона на узле i со спином σ, принимающим два значения: $\uparrow$ и $\downarrow$; $n_{i\sigma}=c_{i\sigma}^{+}c_{i\sigma}$ — оператор числа электронов на узле с заданным спином.

Первый член в H описывает электронную зону со спектром

$$\mathscr{E}(k)=2t\sum_{\alpha=1}^{d}\cos k_\alpha \qquad (2)$$

(для кубич. решётки в пространстве размерностью d), причём параметр решётки положен равным единице. Вместо t можно взять др. величину — ширину зоны $W=2zt$, где z — число ближайших соседей. В двух предельных случаях физ. картина, описываемая гамильтонианом (1), относительно проста. При $U\ll W$ система представляет ферми-жидкость (см. *Квантовая жидкость*), так что затухание квазичастиц (электронов) на поверхности Ферми равно нулю. В системе возможно магн. упорядочение (см. *Магнитная атомная структура*) — ферромагнитное (F) или типа *спиновой плотности волны* (LSW), хотя локализованные магн. моменты отсутствуют. В этих условиях магн. свойства модели хорошо описываются динамической восприимчивостью в приближении хаотических фаз (RPA). Др. предел $U\gg W$ соответствует сильно коррелированной

системе, в к-рой одночастичное описание (имеющее место для ферми-жидкости) невозможно, поскольку важными становятся многоэлектронные эффекты (корреляции). В этой ситуации можно воспользоваться малым параметром $W/U \ll 1$ и перейти от общего гамильтониана (1) к эфф. гамильтониану т. н. t—J-модели:

$$H = t\sum_{ij\sigma}(1-n_{i\bar{\sigma}})c^{+}_{i\sigma}c_{j\sigma}(1-n_{j\bar{\sigma}}) + J\sum_{ij}\left(S_iS_j - \frac{1}{4}n_in_j\right), \quad (3)$$

к-рый описывает движение скоррелированных электронов по решётке: они совершают прыжки с узла на соседний узел, но так, чтобы на одном узле не было двух электронов [эти состояния запрещаются факторами $(1-n_{i\bar{\sigma}})$ в первом члене]; при этом возникает эфф. антиферромагн. обменное взаимодействие электронов на соседних узлах с обменным интегралом $J = 2t^2/U$.

Кроме двух параметров (t, U или t, J) Х. м. характеризуется ещё одним параметром — электронной концентрацией n (число электронов на один узел решётки). В этой невырожденной модели n меняется в пределах $0 < n < 2$, причём поведение системы существенно зависит от величины n. Из (3) видно, что при половинном заполнении зоны ($n=1$) гамильтониан t—J-модели сводится к гамильтониану *Гейзенберга модели* с атомным локализованным спином $S = {}^1/_2$, так что основное состояние системы должно быть антиферромагнитным с волновым вектором $Q = (\pi, \pi, \pi)$. За счёт взаимодействия электронных состояний с антиферромагн. порядком при $n=1$ должна открываться щель на поверхности Ферми, так что в этих условиях система должна быть диэлектриком. При отклонении от половинного заполнения в системе появляется дырочная проводимость, а антиферромагн. порядок ослабляется за счёт движения дырок, так что при нек-рой концентрации дырок антиферромагнетизм исчезает; при последующем уменьшении n сильно коррелированная система переходит в режим ферми-жидкости. Т. о., из рассмотрения двух предельных случаев ясно, что при изменении n должен существовать кроссовер от ферми-жидкостного поведения в фазу диэлектрич. состояния и одновременно кроссовер от коллективизированного магнетизма к магнетизму с локализованными магн. моментами. При фиксированном n аналогичный кроссовер должен возникать с ростом U. Эти наиб. интересные явления появляются в области промежуточных значений $U \sim W$, где *возмущений теория* не работает, поэтому необходимо использовать при анализе Х. м. другие приближённые подходы, не основанные на разложениях по параметрам U/W или W/U. Ниже рассматривается ряд таких подходов [2].

Квазичастичный спектр при наличии сильной корреляции. Первые важные результаты о поведении систем с большим $U \gtrsim W$ были получены Хаббардом с помощью метода расцепления ур-ний движения для двухвременны́х *Грина функций*. Простейшее расцепление (известное в литературе как приближение «Хаббард-1») основано на том, что в гамильтониане (1) кулоновский член диагонален в узельном представлении, поэтому корреляции на одном узле могут быть учтены точно; оно приводит к следующему спектру квазичастичных состояний с импульсом k и спином σ:

$$E^{\sigma}_{1,2}(k) = \frac{1}{2}\left[\mathscr{E}(k) + U \pm \sqrt{\mathscr{E}^2(k) - 2\mathscr{E}(k)U(1-2n_{\bar{\sigma}}) + U^2}\right]. \quad (4)$$

Т. о., при наличии кулоновского отталкивания на узле вместо одной исходной зоны (2) возникают две т. н. хаббардовские подзоны, зависящие от числа электронов $n_{\bar{\sigma}}$ со спином $-\sigma$, причём расстояние между этими подзонами порядка U. Результат (4) носит интерполяц. характер между двумя пределами: свободных электронов ($U=0$) и атомным пределом ($t=0$). В последнем случае возникают два атомных уровня $E_{01}=0$ и $E_{02}=U$, соответствующих состояниям с одним и двумя электронами на узле. Оказывается, что ниж. подзона соответствует одночастичным электронным состояниям, а верхняя — двухчастичным, в к-рых на одном узле находятся два электрона. Расстояние между этими подзонами по порядку величины соответствует разности энергии в атомных состояниях, равной U. Этот вывод Хаббарда соответствует картине расщепления спектра в *Шубина — Вонсовского модели*, являющейся предшественницей Х. м. Приближение «Хаббард-1» страдает рядом недостатков, т. к. оно даёт расщепление зоны при любом сколько угодно малом U, а также нарушает аналитич. свойства электронной ф-ции Грина и необходимые *правила сумм*. Тем не менее сам факт корреляц. расщепления зоны чрезвычайно важен. Для t—J-модели (4) переходит в следующую ф-лу для энергии в ниж. подзоне (верх. подзону следует отбросить) в парамагн. фазе:

$$E(k) = \left(1 - \frac{n}{2}\right)\mathscr{E}(k). \quad (5)$$

Эта ф-ла описывает корреляц. сужение зоны за счёт фактора $1 - n/2$, зависящего от концентрации электронов.

Позднее Хаббард улучшил расцепление и пришёл к физически более корректному результату, известному как приближение «Хаббард-3», основанному на использовании «сплавовой аналогии». Если кулоновский член в (1) взять в *среднего поля приближении*, т. е. заменить его на $U\sum_{i\sigma}\langle n_{i\bar{\sigma}}\rangle n_{i\sigma}$, то это будет означать, что электрон со спином σ взаимодействует с локальным полем величины $U\langle n_{i\bar{\sigma}}\rangle$, к-рое на отд. узле принимает значение либо 0, либо U. Задача становится тогда эквивалентной задаче о движении электрона в двухкомпонентном сплаве, и для неё может быть использовано приближение типа когерентного потенциала (*CPA*), хорошо известное в теории сплавов.

Рассчитанная в приближении «Хаббард-3» плотность состояний $\rho(\omega)$ изменяет свою топологию с ростом U (рис. 1). При достижении нек-рого критич. значения

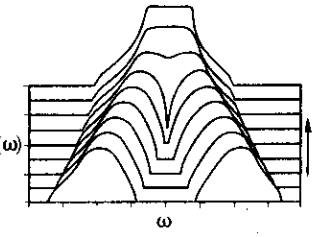


Рис. 1. Изменение плотности состояний $\rho(\omega)$ с ростом параметра U (направление роста указано стрелкой) в приближении «Хаббард-3» для простой кубической решётки.

$U_c \approx W$ имеет место расщепле́ние единой зоны на две подзоны. При половинном заполнении это происходит точно в центре исходной зоны, поэтому в точке $U = U_c$ имеет место фазовый переход металл — диэлектрик, предсказанный Моттом. При дальнейшем увеличении U ширина запрещённой зоны растёт по закону $(U - U_c)^{3/2}$. В приближении «Хаббард-3» корреляц. расщепление зоны происходит только при достаточно больших значениях U, а квазичастицы имеют конечное затухание, причём аналитич. свойства ф-ции Грина не нарушаются. Однако выяснилось, что при всех U затухание отлично от нуля также и на поверхности Ферми, т. е. на ней нет скачка в распределении частиц по импульсам, что означает отсутствие и самой поверхности Ферми. Др. словами, приближение «Хаббард-3» описывает неферми-жидкостное поведение системы во всей области изменения параметров; как и в приближении «Хаббард-1», здесь нет предельного перехода к малым U. Кроме того, в приближении «Хаббард-3» теория не самосогласована полностью и результат вычисления термодинамич. величин зависит от способа вычисления. Эти недостатки приближения связаны с неконтролируемыми расцеплениями ф-ций Грина. Большой прогресс в понимании сильно коррелированных систем, описываемых Х. м., был достигнут при рассмотрении предела $d \to \infty$.

Предел бесконечной размерности пространства. В теориях систем мн. тел предел $d \to \infty$ соответствует приближению ср. поля, к-рое является асимптотически точным в этом пределе. Прекрасным примером служит *Изинга модель*, в к-рой доказано, что ур-ние молекулярного поля

для спонтанного момента является точным в пределе $d\to\infty$ или $z\to\infty$. Для Х. м. формулировка этого предела оказывается нетривиальной; Метцнером и Фолхардтом [3] показано, что в этом пределе все вычисления сильно упрощаются, при этом сохраняются все физ. свойства модели. Эти упрощения в пределе $d\to\infty$ обусловлены тем, что собственная энергия электрона становится диагональной в узельном представлении:

$$\sum_{ij}(\omega)=\sum(\omega)\delta_{ij}, \qquad (6)$$

т. е. Σ не зависит от квазиимпульса, а является только ф-цией частоты. Одновременно оказывается, что во всех вершинных частях диаграммной техники можно пренебречь законом сохранения квазиимпульса, т. е. заменить соответствующую δ-функцию на 1. При выполнении предела $d\to\infty$ для Х. м. необходимо соответствующим образом масштабировать параметры гамильтониана:

$$t=t^*/2\sqrt{d},\ t^*=\text{const}. \qquad (7)$$

Тогда спектру (2) в пределе $d\to\infty$ соответствует плотность состояний

$$\rho_0(\omega)=\frac{1}{t^*\sqrt{\pi}}e^{-\omega^2/(t^*)^2}, \qquad (8)$$

а ср. квадрат энергии $\mathscr{E}^2(k)$ в спектре (8) становится конечным в пределе $d\to\infty$. Кроме того, ф-ции Грина на решётке

$$G^0_{ij}(\omega)=\frac{1}{N}\sum_k\frac{e^{ik(R_i-R_j)}}{\omega-\mathscr{E}(k)} \qquad (9)$$

имеют асимптотику $\sim(1/\sqrt{d})^{|i-j|}$, где $|i-j|$ — мин. число шагов по ближайшим соседям (в единицах параметра решётки) между узлами i и j. В частности, для ближайших соседей $G^0_{ij}\sim 1/\sqrt{d}$. Т. о., в пределе $d\to\infty$ все *Ван-Хова особенности* в плотности состояний сглаживаются.

Благодаря локальному характеру собственной энергии в пределе $d\to\infty$ Х. м. сводится к однопримесной задаче в решётке [4—7] со специально подобранными двумя ф-циями энергии $\Sigma(\omega)$ и $\mathscr{G}(\omega)$, характеризующими эфф. однородную среду, к-рые в случае магн. упорядочения зависят ещё и от спина. $\Sigma(\omega)$ играет роль нек-рого эфф. поля, действующего на электрон со стороны всех др. электронов, а $\mathscr{G}(\omega)$ является затравочным линейным пропагатором для $G_{ii}(\omega)$. Т. о., имеются два выражения для $G_{ii}(\omega)$:

$$G_{ii}(\omega)=\int d\varepsilon\,\frac{\rho_0(\varepsilon)}{\omega-\varepsilon-\Sigma(\varepsilon)}, \qquad (10)$$

$$G_{ii}(\omega)=\left[\mathscr{G}^{-1}(\omega)-\Sigma(\omega)\right]^{-1}, \qquad (11)$$

приводящие к ур-нию, связывающему $\Sigma(\omega)$ и $\mathscr{G}(\omega)$. С др. стороны, величина $G_{ii}(\omega)$ как ф-ция Грина однопримесной модели может быть найдена численно (напр., с помощью квантового *Монте-Карло метода*). В этом смысле ур-ния (10) и (11) представляют точное решение Х. м. в пределе $d\to\infty$, выражая результат через точное решение однопримесной модели. Имеется и др. способ исследовать Х. м. в пределе $d\to\infty$ [4] на основе известных выражений для затравочной ф-ции Грина $\mathscr{G}(\omega)$ однопримесной Х. м. Разл. характер поведения $\mathscr{G}(\omega)$ в зависимости от соотношения между параметрами однопримесной модели определяет возможные режимы для точного однопримесного пропагатора $G_{ii}(\omega)$, а следовательно, и характер решения для Х. м. Плотность состояний $\rho(\omega)$ даётся ф-лой

$$\rho(\omega)=-\frac{1}{\pi}\operatorname{Im}G_{ii}(\omega). \qquad (12)$$

Возможная структура $\rho(\omega)$ определяется характером решения однопримесной задачи, т. е. поведением ф-ции Грина $G_{ii}(\omega)$ в модели Андерсона. Затравочная ф-ция Грина $\mathscr{G}(\omega)$ для этой модели содержит два независимых параметра — атомный уровень d-состояния E_d и ширину этого уровня Δ. В зависимости от соотношения между ними плотность состояний однопримесной модели имеет двухпиковую структуру (при $E_d\ll\Delta$), один широкий пик (при $E_d\gg\Delta$) или узкий пик, соответствующий электронному резонансу в *Кондо эффекте*, наряду с одним или двумя широкими сателлитами (при $|E_d|\sim\Delta$). Этим трём режимам однопримесной модели соответствуют три возможных режима Х. м. вблизи половинного заполнения: расщеплённый на две подзоны спектр, нерасщеплённый спектр и спектр с резонансом Кондо на поверхности Ферми. Подобный перенос свойств однопримесной модели Андерсона на Х. м. хорошо подтверждается численными расчётами. На рис. 2 показана эволюция плотности состояний Х. м. с увеличением параметра U. При $U\gtrsim 3$ появляется щель в спектре, отвечающая фазовому переходу. В отличие от результатов приближения «Хаббард-3» (рис. 1), появляется узкий квазичастичный пик на поверхности Ферми в металлич. фазе, соответствующий кондо-резонансу, с шириной порядка темп-ры Кондо T_K. Высота этого центр. пика не меняется с ростом U вплоть до критич. значения U_c, когда он исчезает скачком и открывается щель на поверхности Ферми. При $U>U_c$ в диэлектрич. фазе возникает антиферромагн. упорядочение с волновым вектором Q и локализованными магн. моментами. Металлич. фаза имеет ферми-жидкостное поведение с *тяжёлыми фермионами*, масса к-рых возрастает по мере приближения к границам диэлектрич. фазы. Ожидаемая фазовая диаграмма при половинном заполнении показана на рис. 3, где заштрихована грубо оценённая переходная область от металла к изолятору, в к-рой нарушается ферми-жидкостная картина, т. е. исчезает скачок в n_K на поверхности Ферми.

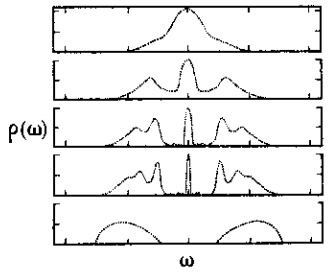


Рис. 2. Плотность состояний $\rho(\omega)$ для Хаббарда модели при половинном заполнении и $T=0$ в пределе $d\to\infty$ для значений U (сверху вниз): 1; 2.3; 2.7; 3; 4 [5].

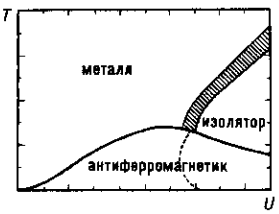


Рис. 3. Фазовая диаграмма при $n=1$ и $d\to\infty$ на плоскости (T, U) [6].

При отклонении от половинного заполнения диэлектрич. фаза быстро заменяется металлической. В частности, на поверхности Ферми при низких темп-рах возникают узкие резонансы, соответствующие кондовской экранировке локализованных магн. моментов, и при $n<0{,}8$ система ведёт себя как обычная ферми-жидкость. Возможная фазовая диаграмма на плоскости (n, U) показана на рис. 4.

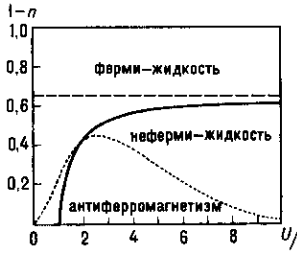


Рис. 4. Фазовая диаграмма при $T=0$ на плоскости (n, U) [7].

Сплошная кривая отделяет ферми-жидкостную область от неферми-жидкостной, к-рая подразделяется на диэлектрич. фазу (при бо́льших U) и металлич. фазу (при меньших U). Разумеется, представленные на рис. 3, 4 фазовые диаграммы достаточно схематичны и должны уточняться (даже в пределе $d\to\infty$).

Подчеркнём, что ур-ния (10) и (11) являются точными ур-ниями для Х. м. в пределе $d\to\infty$, хотя для получения их решения необходимо численно решить вспомогат. задачу об однопримесной модели Андерсона, к-рая соответствует точной теории ср. поля для Х. м. Т. о., известны (по крайней мере, в принципе) точные решения Х. м. для двух случаев: $d=1$ (Либ и Ву [8]; подробнее см. в ст. *Точно решаемые модели* в квантовой теории поля и в статистической физике) и $d\to\infty$. Возникает вопрос, насколько близко поведение модели при $d=3$ к случаю $d=\infty$. Полного ответа на него ещё нет, однако накопленный опыт исследования в пределе $d\to\infty$ позволяет сделать вывод о том, что эфф. размерность реального пространства можно считать весьма высокой. Отд. сравнения результатов расчётов для $d=\infty$ и $d=3$ подтверждают это. Существуют методы вычисления поправок по параметру $1/d$, дающие хорошее согласие с численными расчётами для трёхмерного случая [9].

Движение дырки в антиферромагнитной матрице. В случае половинного заполнения при конечных U Х. м. сводится к гейзенберговскому антиферромагнетику и для простой кубич. решётки осн. состояние является двухподрешёточным (неелевским) антиферромагнетиком. Наиб. интерес представляет состояние с одной дыркой в такой системе, причём движение дырки и антиферромагн. состояние самосогласованно связаны: дырка при своём движении деформирует антиферромагн. окружение, что, в свою очередь, влияет на её движение. Простейший анализ движения дырки в неелевском антиферромагнетике даёт изинговское приближение, когда обменная энергия двух спинов $\sim(\boldsymbol{S}_1\boldsymbol{S}_2)$ заменяется на $S_1^zS_2^z$, что означает пренебрежение поперечными компонентами во взаимодействии спинов.

При движении дырки в строго неелевском антиферромагнетике вдоль её траектории неизбежно возникает неправильное расположение спинов (рис. 5), требующее затрат энергии $\sim Jl$, где l — длина траектории Вследствие

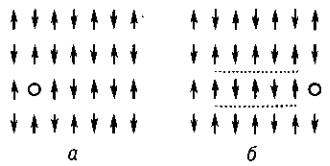


Рис. 5. Движение дырки в антиферромагнитной матрице: *а* — начальное состояние; *б* — конечное состояние. В результате перемещения дырки на длину l возникает область неправильно расположенных спинов («струна») такой же длины.

этого движение дырки становится энергетически невыгодным и она автолокализуется. Центром *автолокализации* дырки (или лишнего электрона) является узел, занятый дыркой, при к-ром сохраняется идеальное антиферромагн. расположение спинов (рис. 5, *а*). Такое состояние является аналогом трёхмерного осциллятора, к-рый формируется частицей, движущейся не в квадратичном, как обычно, а в линейном потенциале [10]. В таком потенциале возникает связанное состояние с энергией $\sim(J/t)^{2/3}t$, отсчитанной от дна зоны. Квазиосцилляторное состояние существенно отличается от поляронного (см. *Полярон*), в к-ром деформация антиферромагн. структуры переносится по решётке дыркой (или электроном), пусть даже с достаточно большой эфф. массой. В квазиосцилляторном состоянии возникающая локальная деформация магн. структуры не переносится по решётке, если не включать поперечных компонент спинов гейзенберговского обменного гамильтониана. Последние разрешают процессы спонтанного переворота спинов, благодаря к-рым может релаксировать созданная деформация структуры и, следовательно, становится возможным движение дырки. Т. о., в изинговском пределе трансляц. движение дырки невозможно (эфф. масса равна бесконечности), спектральная плотность дырки $A(\boldsymbol{k},\omega)$ с нек-рым фиксированным волновым вектором $\boldsymbol{k}$ не имеет квазичастичного пика; соответствующая дырке спектральная плотность имеет некогерентный характер.

В описанную картину квазиосциллятора следует внести поправку, связанную с тем, что если дырка совершит петлю, перескакивая по соседним узлам, образующим квадратную ячейку двумерной решётки, причём обойдёт её полтора раза, то она окажется на противоположном конце диагонали квадрата, при этом в антиферромагн. решётке не произойдёт никаких изменений. Это означает, что дырка может передвигаться по магн. решётке без затрат энергии на её деформацию. Вклад подобного типа траекторий (петель Тругмана) приводит к конечной подвижности дырки даже в изинговском пределе.

Учёт взаимодействия поперечных компонент спина также приводит к конечной подвижности дырок. Эфф. масса дырки определяется процессом рассеяния на *спиновых флуктуациях* (спиновых волнах). При низких темп-рах возможно испускание *спиновых волн* только с низкими энергиями. Если плотность состояний в спектре низкоэнергетич. спиновых возбуждений мала, то можно ожидать хорошо определённые когерентные состояния дырок как квазичастиц вблизи дна дырочного спектра, к-рые имеют конечное, но не слишком малое время жизни. При более высоких энергиях рассеяние усиливается и квазичастичный пик должен размываться.

Численные расчёты для малых кластеров подтвердили описанную картину движения дырки в квантовом антиферромагнетике. Неожиданным оказалось лишь хорошее количеств. совпадение результатов с картиной квазиосциллятора в изинговском пределе, как если бы поперечные компоненты спинов были эффективно выключены из динамики дырки. Объяснение этому парадоксу даёт рассмотрение t—J-модели, описывающей квантовый антиферромагнетик в пределе бесконечной размерности $d=\infty$, когда вклады в динамику дырки от поперечных компонент исчезают. При учёте поправок $\sim 1/d$ получается результат теории Бринкмана — Райса [11], использовавших приближение, в к-ром учитывались только траектории дырки, возвращающие её в исходную точку, т. е. состоящие из путей, проходимых дыркой туда и обратно. Все др. траектории (напр., типа замкнутых петель) дают вклад более высокого порядка, чем $1/d$. Результаты численных расчётов, проведённых на двумерных кластерах, совпадают с результатами теории с большой размерностью пространства, учитывающей поправки $1/d$.

Теорема Нагаока. Ферромагнетизм. Наряду с двумя известными точными решениями Х. м. для $d=1$ и $d=\infty$ большое значение имеет точное решение в пределе $U\to\infty$, известное как теорема Нагаока [12]. Оно сводится к утверждению: осн. состояние Х. м. в пределе $U\to\infty$ с одной дыркой при половинном заполнении — насыщенный ферромагнетизм, тогда как при строго половинном заполнении ($n=1$) осн. состояние антиферромагнитно. Теорема Нагаока дала основание ожидать, что при конечной концентрации дырок осн. состояние Х. м. будет ферромагнитным при достаточно больших U; однако строго это доказано не было. Более того, численные расчёты с двумя дырками в пределе $U\to\infty$ показали неустойчивость насыщенного ферромагн. состояния. Кроме того, строго показано, что насыщенный ферромагнетизм сохраняется при макроскопич. числе дырок $\sim N^{\alpha}$ $(0<\alpha<1)$, но при нулевой концентрации их в термодинамич. пределе. Вопрос об осн. состоянии системы в пределе $U\to\infty$ при конечной концентрации дырок остаётся открытым. Очень вероятно, что осн. состояние будет ферромагнитным, но без насыщенного спонтанного момента. Во всяком случае, разл. вариац. методы, включая и метод Гутцвиллера (см. ниже), приводят к ферромагнетизму при достаточно больших U. Др. методы, напр. высокотемпературные разложения или

разл. варианты приближений типа ср. поля, приводят к ферромагн. области на плоскости (U, n) при достаточно больших U и электронных концентрациях, близких к $n=1$. Значения критич. концентрации, при к-рой ферромагнетизм исчезает (в пределе $U\to\infty$), сильно расходятся друг с другом, так что проблема ферромагн. состояния в Х. м. требует дополнит. исследования.

Вариационные методы. Для промежуточных значений $U\approx W$ эффективен вариац. метод с заданной пробной волновой ф-цией Ψ_0. Гутцвиллер [13] предложил выразить Ψ_0 в виде

$$\Psi_0=\prod_i\left[1-(1-g)\,D_i\right]|0\rangle=g^D|0\rangle, \qquad (13)$$

где $|0\rangle$ — «вакуумная» волновая ф-ция; $D_i=n_{i\uparrow}n_{i\downarrow}$; $D=\sum_i D_i$ — оператор числа двоек на решётке; $0<g<1$ — вариац. параметр, к-рый глобальным образом учитывает уменьшение вероятности состояний с большим числом двоек. Даже столь простой способ учёта корреляц. эффектов даёт хорошие результаты, особенно при расчёте энергии осн. состояния.

Выбор «вакуума» в (13) определяется типом осн. состояния. Для парамагн. фазы

$$|0\rangle=\prod_{k\sigma}a^+_{k\sigma}|vac\rangle, \qquad (14)$$

где $|vac\rangle$ — волновая ф-ция полного вакуума, а для осн. состояния со *спонтанным нарушением симметрии* $|0\rangle$ выбирается как волновая ф-ция в приближении Хартри—Фока. Напр., для антиферромагн. состояния с волновым вектором Q

$$|0\rangle=\prod_{k\sigma}\left[u_k a^+_{k\sigma}+\sigma v_k a^+_{k+Q\sigma}\right]|vac\rangle, \qquad (15)$$

где u_k и v_k — параметры *Боголюбова канонических преобразований*.

При вычислении энергии осн. состояния с помощью волновой ф-ции (13) Гутцвиллер использовал приближение, при к-ром подсчёт числа спиновых конфигураций производится классич. методом с помощью комбинаторных приёмов; оно оказалось точным в пределе $d\to\infty$. Расчёт E_0 с волновой ф-цией (13) в пределе $d\to\infty$ даёт хорошее согласие с результатами численных расчётов по квантовому методу Монте-Карло для $d=2$ и $d=3$, так что поправки порядка $1/d$ к пределу $d=\infty$ являются в этом случае очень малыми и энергия осн. состояния слабо чувствительна к размерности пространства. Сравнение энергий парамагн. (P), ферромагн. (F) и антиферромагн. (AF) фаз приводит к магн. фазовой диаграмме на плоскости (U, n) (рис. 6).

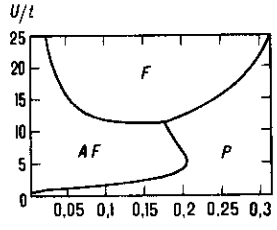


Рис. 6. Магнитная фазовая диаграмма для $d=\infty$ при $T=0$, полученная вариационным методом [14].

Эта диаграмма учитывает только однородные фазы; учёт неоднородных состояний изменяет границы фаз, но качеств. характер фазовой диаграммы остаётся прежним.

Операторы Хаббарда и метод вспомогательных бозонов. В условиях сильного кулоновского взаимодействия ($U\gg W$) в качестве нулевого приближения выбирается кулоновский член в гамильтониане (1). Тогда задача нулевого приближения сводится к одноузельной и может быть решена точно в базисе локализованных атомных ф-ций $|ip\rangle$: $|i0\rangle$, $|i\uparrow\rangle$, $|i\downarrow\rangle$, $|i2\rangle$, описывающих соответственно состояние без электрона, с одним электроном (со спином вверх или вниз) и с двумя электронами на узле. Переходы между этими состояниями описываются матрицами размерностью 4×4, соответствующими операторам Хаббарда

$$X_i^{pq}=|ip\rangle\langle iq|. \qquad (16)$$

Все элементы такой матрицы равны нулю, кроме одного, стоящего на пересечении p-строки и q-столбца и равного 1. Для них имеют место правило умножения

$$X_i^{pq}X_i^{rs}=\delta_{qr}X_i^{ps} \qquad (17)$$

и условие полноты

$$\sum_p X_i^{pp}=1. \qquad (18)$$

Из 16 X-операторов часть является фермиподобными, или f-операторами ($X^{0\sigma}$, $X^{\sigma 2}$, $X^{\sigma 0}$, $X^{2\sigma}$), часть — бозе-подобными, или b-операторами (X^{+-}, X^{-+}, X^{20}, X^{02}), поскольку они меняют число электронов на узле на нечётное и чётное число соответственно; остальные (X^{00}, $X^{\sigma\sigma}$, X^{22}) — диагональные. Алгебры f- и b-операторов различны: они удовлетворяют антикоммутаторным и коммутаторным перестановочным соотношениям соответственно

$$\left[X_i^{rs},\,X_i^{pq}\right]_\pm=\delta_{ij}\left(\delta_{sp}X_i^{rq}\pm\delta_{rq}X_i^{ps}\right). \qquad (19)$$

Фермиевские операторы выражаются линейной комбинацией X-операторов f-типа

$$a^+_{i\sigma}=X_i^{\sigma 0}+\sigma X_i^{2\bar\sigma}, \qquad (20)$$

так что гамильтониан (1) в терминах X-операторов имеет вид

$$H=\sum_i\left\{-\mu X_i^{++}-\mu X_i^{--}+(U-2\mu)X_i^{22}\right\}+ \qquad (21)$$
$$+t\sum_{ij}\left\{(X_i^{+0}+X_i^{2-})(X_j^{0+}+X_j^{-2})+(X_i^{-0}-X_i^{2+})(X_j^{0-}-X_j^{2+})\right\}$$

(в первое слагаемое включён член с *химическим потенциалом* μ).

Очевидно, что в этом представлении кулоновский член стал линейным, а кинетический член представляет собой билинейную форму по X-операторам. Это открывает возможность построения регулярной теории возмущений по параметру t/U в форме диаграммной техники с X-операторами. Такая техника для Х. м. была построена Зайцевым [15], а для t—J-модели — Изюмовым и Летфуловым [16]. В последнем случае было разработано обобщённое приближение хаотических фаз (GRPA), аналогичное RPA для обычных ферми-систем и основанное на суммировании всех петлевых диаграмм. В рамках GRPA вычислена динамич. магн. восприимчивость $\chi(q,\omega)$, к-рая при изменении электронной концентрации описывает кроссовер от чисто коллективизированного магнетизма к магнетизму с локализованными магн. моментами.

Поскольку алгебра X-операторов и соответствующая диаграммная техника сложны, существуют попытки выразить X-операторы через произведения обычных ферми- и бозе-операторов. Такие представления неоднозначны и составляют т. н. технику вспомогательных бозонов (и фермионов); напр., один из возможных вариантов:

$$X_i^{0\sigma}=b_i^+f_{i\sigma},\quad X_i^{+-}=f_{i\uparrow}^+f_{i\downarrow}, \qquad (22)$$

где b_i — бозе-, а $f_{i\sigma}$ — ферми-операторы. В данном случае индекс состояния (проекция спина σ) приписывается ферми-оператору, поэтому бозе-операторы являются вспомогательными; возможны и др. представления (напр., со вспомогат. фермионами). Выражения (22) удовлетворяют перестановочным соотношениям (18) для X-операторов только при дополнит. условии (констрейне):

$$b_i^+b_i+\sum_\sigma f_{i\sigma}^+f_{i\sigma}=1. \qquad (23)$$

В технике со вспомогат. бозонами (или фермионами) трудности со сложной алгеброй X-операторов переносятся на необходимость учёта констрейнов. Обычно это делается при вычислении статистич. суммы в виде континуального интеграла (см. *Функциональный интеграл*), при этом констрейны учитываются с помощью множителей Лагранжа λ_i, зависящих от номера узла. Континуальные интегралы вычисляются обычно по методу стационарной фазы, и при

нахождении стационарных точек пренебрегают зависимостью λ_i от номера узла i. Такое приближение, когда локальные констрейны заменяют на глобальные (учитывающие связи не на каждом отдельном узле, а в среднем), соответствует нек-рому приближению ср. поля. Возможен и более строгий учёт констрейнов в континуальном интеграле, при к-ром система сильно взаимодействующих электронов заменяется на систему бозонов и фермионов, взаимодействующих эффективно друг с другом через *калибровочные поля*. Последние и вводятся для того, чтобы удовлетворять необходимые констрейны. На этом пути получены важные физ. результаты для Х. м. вблизи половинного заполнения, включая описание магн. фаз, электронного спектра и кинетических свойств системы [17].

Заключение. Значит. всплеск эксперим. и теоретич. исследований по Х. м. возник в связи с открытием *оксидных высокотемпературных сверхпроводников* и идеей Андерсона [18] о том, что этот класс веществ представляет сильно коррелированные электронные системы, находящиеся вблизи магн. упорядочения, к-рые, по-видимому, должны описываться t—J-моделью. В связи с этим акцент был сделан на изучении двумерной Х. м. (ввиду особой роли CuO_2-плоскости в этих соединениях) вблизи половинного заполнения. При этом были пересмотрены многие ранее полученные без достаточного обоснования физ. результаты, что привело к созданию общей картины поведения Х. м. в широком интервале изменения параметров гамильтониана, электронной концентрации и темп-ры. Наиб. общим подходом, объединяющим разл. частные подходы и не связанным с к.-л. малыми параметрами, является рассмотрение предела большой размерности пространства d, причём в пределе $d\to\infty$ теория ср. поля становится строгой. При этом Х. м. на решётке сводится к решению нек-рой вспомогат. задачи о примесном центре в модели Андерсона. В рамках этого подхода удаётся описать совокупность связанных друг с другом явлений: переход металл — диэлектрик, взаимодействие локализованных магн. моментов, нарушение ферми-жидкостной картины при возрастании параметра кулоновского отталкивания U. Кроме того, нек-рые известные ранее приближения (напр., Гутцвиллера или Бринкмана — Райса) также дают точный результат в пределе $d\to\infty$. Этот подход даёт возможность получать систематич. поправки по степеням $1/d$ и тем самым переходить к реальным системам с $d=3$ или $d=2$. Оказывается, что предел $d\to\infty$ даёт весьма удовлетворит. качественное и во мн. случаях даже количественное описание разл. явлений в рамках Х. м. при произвольных соотношениях двух осн. параметров U и W. Следует ожидать развития методов разложений по степеням $1/d$ для описания коллективных возбуждений и транспортных свойств в Х. м.

Лит.: 1) Hubbard J., Electron correlations in narrow energy bands — 3, 4, «Proc. Roy. Soc. A», 1963, v. 276, p. 238; 1964, v. 281, p. 401; 1965, v. 285, p. 541; 2) Изюмов Ю. А., Магнетизм и сверхпроводимость в сильно коррелированной системе, «УФН», 1991, т. 161, № 11, с. 1; 1995, т. 165, с. 403; 3) Metzner W., Vollhardt D., Correlated lattice fermions in D-infinity dimensions, «Phys. Rev. Lett.», 1989, v. 62, p. 324; 4) Georges A., Kotliar G., «Phys. Rev. B», 1992, v. 45, p. 6479; 5) Zhang X. J., Rozenberg M. J., Kotliar G., Mott transition in the $d=\infty$ Hubbard model at zero temperatur, «Phys. Rev. Lett.», 1993, v. 70, p. 1666; 6) Pruschke I., Cox D. L., Jarrell M., Hubbard model at infinit dimensions. Thermodynamic and transport properties, «Phys. Rev. B», 1993, v. 47, p. 3553; 7) Edwards D. M., Hertz J. A., The breekdown of Fermi-liquid theory in the Hubbard-Model, «Physica B», 1990, v. 163, p. 527; 8) Lieb E. H., Wu F. Y., Absence of mott transition in an exact solution of short-range 1-Band model in 1-dimension, «Phys. Rev. Lett.», 1968, v. 20, p. 1445; 9) Vollhardt D., High dimensions. A new approach to fermonic latice models, «Physica B», 1991, v. 169, p. 277; 10) Булаевский Л. Н., Нагаев Э. Л., Хомский Д. И., Новый тип автолокализированного состояния электрона проводимости в антиферромагнитном полупроводнике, «ЖЭТФ», 1968, т. 54, с. 1562; 11) Brinkman W. F., Rice T. M., Single-particle excitations in magnetic insulators, «Phys. Rev. B», 1970, v. 2, p. 1324; 12) Nagaoka Y., Ferromagnetism in a narrow almost half-filled S band, «Phys. Rev.», 1966, v. 147, p. 392; 13) Gutzwiller M. C., Effect of correlation on ferromagnetism of transition metals, «Phys. Rev. Lett.», 1963, v. 10, p. 159; 14) Fazekas P., Menge B., Muller-Hartmann E., [Ground-model of the infinite-dimensional Hubbard-model], «Z. Phys. B», 1990, v. 78, p. 69; 15) Зайцев Р. О., Обобщенная диаграммная техника и спиновые волны в анизотропном ферромагнетике, «ЖЭТФ», 1975, т. 68, с. 207; его же, Диаграммная техника и газовое приближение в модели Хаббарда, там же, 1976, т. 70, с. 1100; 16) Izyumov Yu. A., Letfulov B. M., A diagram technique for Habbard operators, «J. Phys. Cond. Matt.», 1990, v. 2, p. 8905; 17) Joffe L., Larkin A., Gapless fermions and gaugefields in dielectrics, «Phys. Rev. B», 1989, v. 39, p. 8988; 18) Anderson P. W., The resonating valence bond state in La_2CuO_4 and superconductivity, «Science», 1987, v. 235, p. 1196.

Ю. А. Изюмов.

ХА́ББЛА ЗАКО́Н — пропорциональность скорости v удаления внегалактич. объекта расстоянию до него r:

$$v = Hr,$$

где H — *Хаббла постоянная*.

Х. з. хорошо выполняется для галактик, не входящих в скопления, и скоплений галактик как целого. Открыт Э. П. Хабблом (E. P. Hubble) в 1929 при сравнении расстояний до 18 галактик с их скоростями, определёнными по *Доплера эффекту*. Все галактики, выбранные Хабблом, имели систематич. *красное смещение*. Первые данные о систематич. красном смещении галактик были получены В. М. Слайфером (V. M. Slipher) в 1910. Открытие Х. з. означало открытие расширения Вселенной. Закон Хаббла явился первым подтверждением модели нестационарной *Вселенной* А. А. Фридмана.

И. К. Розгачёва.

ХА́ББЛА ПОСТОЯ́ННАЯ — показатель расширения Вселенной, описываемой моделью Фридмана, $H(t) = (dR/dt)/R(t)$, зависит только от времени t (R — масштабный фактор, см. *Фридмана — Робертсона — Уокера метрика*). Для определения Х. п. используют данные о расстояниях до ярчайших галактик (см. *Расстояний шкала*) и соответствующие *красные смещения* спектральных линий. Согласно наблюдениям, в совр. эпоху Х. п. равна 50—80 км/(с·Мпк). Зная из наблюдений Х. п. и параметр замедления $q = -(Rd^2R/dt^2)(dR/dt)^{-2}$ можно найти масштабный фактор и определить знак кривизны пространства-времени Вселенной.

И. К. Розгачёва.

ХА́НЛЕ ЭФФЕ́КТ — один из эффектов *магнитооптики*, состоит в изменении диаграммы направленности и в уменьшении степени поляризации света резонансной частоты, рассеянного атомами, находящимися в слабом внеш. магн. поле. Характер поляризации рассеянного света существенным образом зависит от величины и направления поля и направления наблюдения. В сильных магн. полях эта зависимость исчезает. Эффект носит имя В. Ханле (W. Hanle), к-рый последовательно изучил явление и впервые объяснил его в 1924. Количеств. теория Х. э. требует применения квантовой механики, однако качественно явление допускает классич. объяснение. Атом, возбуждённый линейно поляризованным светом (см. *Поляризация света*) на резонансной частоте, рассматривается как электрич. диполь, ориентированный по электрич. вектору возбуждающего света (см. *Оптическая ориентация*) и обладающий характерным для данного атома затуханием. Возбуждённый диполь является вторичным источником линейно поляризованного излучения, интенсивность к-рого зависит от угла между осью диполя и направлением наблюдения, а вектор поляризации лежит в плоскости, проходящей через ось диполя и направление наблюдения. Магн. поле, направление к-рого не совпадает с осью диполя, вызывает его прецессию, т. е. периодически меняет его ориентацию, что сопровождается поворотом плоскости поляризации и деполяризацией излучения диполя. Если за время одного периода прецессии затухание диполя велико, то ср. положение излучающего диполя за это время успевает измениться лишь незначительно, что соответствует незначит. уменьшению степени поляризации испущенного света и нек-рому повороту эфф. плоскости поляризации. Если затухание диполя несущественно за время одного периода прецессии, то за всё время излучения диполь совершит много оборотов, так что при наблюдении, перпендикуляр-

ном его оси, поляризация вообще не будет обнаружена. Аналогичная картина имеет место при возбуждении атома светом с круговой поляризацией. Магн. поле снимает частично или полностью оптич. ориентацию атомов.

С точки зрения квантовой теории, Х. э. возникает как следствие снятия в магн. поле энергетич. *вырождения* атомных состояний с определ. значением проекции момента и является частным случаем многочисл. явлений *интерференции состояний*. Х. э. используют в спектроскопии как метод измерения характеристики τg атомных уровней, где τ — время жизни уровня, а g — гиромагн. отношение, Х. э. лежит в основе измерения сверхслабых магнитных полей.

Лит.: Новиков Л. Н., Скроцкий Г. В., Соломахо Г. И., Эффект Ханле, «УФН», 1974, т. 113, в. 4, с. 597; Чайка М. П., Интерференция вырожденных атомных состояний, Л., 1975; Александров Е. Б., Хвостенко Г. И., Чайка М. П., Интерференция атомных состояний, М., 1991. *Е. Б. Александров.*

ХА́ОС — сложное, нерегулярное (апериодическое) изменение состояния физ. системы в пространстве и/или во времени.

Происхождение хаотического поведения может быть обусловлено разл. причинами.

Х. может представлять собой нек-рое многопериодическое движение:

$$X=F(\tau_1, \tau_2, \ldots, \tau_n),\ \tau_i=\omega_i t,$$

где F — 2π-периодическая ф-ция по каждому аргументу. Тогда если среди частот ω_i есть несоизмеримые, то реализация представляет сложное изменение со временем вектора состояния X. С возникновением многопериодических движений связан сценарий появления *турбулентности* по Ландау — Хопфу. В фазовом пространстве n-периодическое движение описывается траекторией, наматывающейся на n-мерный тор. В частном случае n-торы образуются в результате сложения (суперпозиции) конечного числа гармонических колебаний. Напр., автономная система двух связанных осцилляторов, описываемая ур-ниями

$$\begin{aligned}\ddot{x}_1+\omega^2 x_1&=k^2 x_2,\\ \ddot{x}_2+\omega^2 x_2&=k^2 x_1,\end{aligned} \qquad (1)$$

совершает двухпериодическое движение:

$$\begin{aligned}x_i&=f_i(\omega_1 t, \omega_2 t)\equiv\\ &\equiv A_i\cos(\omega_1 t+\alpha_1)+B_i\cos(\omega_2 t+\alpha_2),\ i=1, 2,\end{aligned} \qquad (2)$$

где $A_1=A_2$, $B_1=-B_2$, $\omega_1^2=\omega^2-k^2$, $\omega_2^2=\omega^2+k^2$, α_1, α_2 — нач. фазы. Если частоты ω_1 и ω_2 действительные и несоизмеримые, то соответствующее движение в общем случае апериодическое.

Сложная динамика может возникать также за счёт того, что под действием внеш. факторов параметры системы меняются со временем. Примером является неавтономная система, описываемая уравнением Матьё:

$$\ddot{x}+\left[\omega^2+2h^2\cos\gamma t\right]x=0. \qquad (3)$$

В областях стабильности (за исключением дискретного множества точек) величина x ограничена и меняется апериодически. В соответствии с теоремой Флоке — Ляпунова (иногда называемой *Блоха теоремой*) эта величина является двухпериодической ф-цией.

Х. возникает, если в системе протекают случайные процессы. Такие процессы могут быть связаны со случайными внеш. воздействиями, а также с флуктуациями внутр. параметров. Примером случайного, хаотического процесса является броуновское движение. Динамика случайных процессов описывается ур-ниями для физ. характеристик — координат, скоростей и др., включающими случайные параметры (ур-ниями Ланжевена), а также ур-ниями для вероятностных характеристик системы. Напр., если процесс марковский, то при определ. допущениях эволюция ф-ции распределения f случайной величины u определяется из ур-ния Фоккера — Планка — Колмогорова:

$$\frac{\partial f}{\partial t}=-\frac{\partial(Bf)}{\partial u}+\frac{1}{2}\frac{\partial^2(Df)}{\partial u^2}, \qquad (4)$$

в к-ром B и D — интегральные моменты вероятности перехода системы между разл. допустимыми состояниями.

Случайный процесс характеризуется такими параметрами, как среднее, дисперсия, корреляц. ф-ция, спектральная ф-ция. Важным признаком случайности процесса является убывание корреляций по мере увеличения интервала времени между сопоставляемыми наблюдениями:

$$K(\tau)=\langle u(t+\tau), u(t)\rangle\to 0 \text{ при } \tau\to\infty. \qquad (5)$$

Этому условию не удовлетворяют, вообще говоря, многопериодические движения, подобные тем, к-рые описываются ур-ниями (1), (3). Кроме того, спектральный анализ таких движений выявляет наличие лишь конечного числа несоизмеримых частот и/или счётного (или конечного) числа кратных частот. Поэтому многопериодические движения и колебания линейных неавтономных систем (если, конечно, внеш. «силы» не меняются стохастически) не обладают необходимыми свойствами истинно стохастических колебаний и по отношению к ним термины «хаотический» и «стохастический» употребляются редко.

Сложное поведение, обладающее основными свойствами случайного процесса, обнаруживается у мн. нелинейных динамических систем (т. н. *хаос динамический*). Качественно происхождение Х. в таких системах связывают с тем, что нелинейные системы можно рассматривать как совокупность неск. взаимодействующих подсистем, обладающих разл. динамическими свойствами. Хаотическая динамика возникает в результате разл. рода процессов синхронизации колебаний указанных подсистем.

Наконец, в квантовых системах, описываемых линейным ур-нием Шрёдингера, стохастические колебания, вообще говоря, невозможны. Однако если характерные времена переходных процессов велики, может наблюдаться явление квантового Х. Возможность подобного режима легко понять из того, что в классическом пределе система будет описываться нелинейными ур-ниями движения, для к-рых такая динамика известна (см. выше).

Лит.: Заславский Г. М., Стохастичность динамических систем, М., 1984; Рабинович М. И., Трубецков Д. И., Введение в теорию колебаний и волн, 2 изд., М., 1992; Гардинер К. В., Стохастические методы в естественных науках, пер. с англ., М., 1986; Неймарк Ю. И., Ланда П. С., Стохастические и хаотические колебания, М., 1987. *Н. А. Кириченко.*

ХА́ОС ДИНАМИ́ЧЕСКИЙ (хаос детерминированный) — нерегулярное, апериодическое изменение состояния (движение) динамич. системы, обладающее осн. свойствами случайного процесса.

Исследования свойств нелинейных динамич. систем показали, что для мн. таких систем характерно не только упорядоченное, регулярное движение, но и случайное изменение состояния. Парадоксальность вывода следует из того, что это движение возникает в отсутствие случайных факторов и полностью определяется нач. условиями. Иллюстрацией может служить матем. маятник с периодически колеблющейся точкой подвеса. Возмущение маятника не случайно, однако его движение может быть как условно-периодическим, так и случайным в зависимости от выбираемых нач. условий.

Явление Х. д. присуще большинству нелинейных систем, как автономных, так и неавтономных. Однако оно может оказаться трудно наблюдаемым, если хаос является слабым или медленным (т. е. наблюдается на очень больших временах) либо если он существует в узком диапазоне значений параметров.

Существование хаоса в динамич. системах связано со специфич. неустойчивостью, называемой локальной неустойчивостью и определяемой след. образом. Пусть $z(t)$ — точка в фазовом пространстве, определяющая состояние системы в момент времени t. Совокупность всех точек $z(t)$ в разл. моменты t образует *фазовую траекторию* системы, выходящую из точки $z_0=z(0)$.

Обозначим через $D(t)=\|z_1(t)-z_2(t)\|$ расстояние между двумя точками в *фазовом пространстве*, принадлежащими разным траекториям $z_1(t)$ и $z_2(t)$ в момент времени t. Пусть система совершает финитное движение в фазовом пространстве. Такая система наз. локально неустойчивой, если для траекторий, близких в нач. момент времени, существует направление, в к-ром

$$D(t)=D(0)\exp(h_0 t),\ h_0>0 \qquad (1)$$

(рис. 1, *а*). Свойство (1) имеет место для множества нач. условий, имеющих конечную меру в фазовом пространстве системы, и при сколь угодно малых возмущениях нач. условий (т. е. при $D(0)\to 0$). Поэтому локальную неустойчивость называют также чувствительностью к возмущению нач. условий.

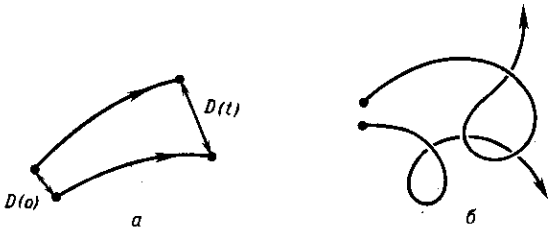


Рис. 1.

Вследствие финитности движения (конечности объёма Г фазового пространства, занимаемого траекториями) траектории не могут разойтись на расстояния, превышающие характерный размер области Г, и начинают запутываться (рис. 1, *б*). Как следствие, системы с локальной неустойчивостью обладают свойством перемешивания.

Это свойство, введённое в статистическую физику в работах Дж. У. Гиббса (J. W. Gibbs), является более тонким, чем свойство эргодичности. Пусть $z(t)$ — фазовая точка, характеризующая состояние системы в момент времени t, $z_0=z(0)$, $f(z)$ — произвольная ф-ция от z, S_t — эволюционный оператор, $S_t z(0)=z(t)$. Движение наз. эргодическим, если независимо от выбора момента времени t

$$\bar{f}=\langle f\rangle, \qquad (2)$$

где среднее по времени $\bar{f}$ и фазовое среднее $\langle f\rangle$ от ф-ции f определены соотношениями

$$\bar{f}=\lim_{T\to\infty}\frac{1}{T}\int_t^{t+T} f\left[z(t)\right]dt=\lim_{T\to\infty}\frac{1}{T}\int_0^T f\left[S_t z_0\right]dt,$$
$$\langle f\rangle=\int_\Gamma f(z)\,d\Gamma(z). \qquad (3)$$

Здесь $d\Gamma(z)$ — элемент объёма фазового пространства в окрестности точки z. В определении учтена независимость $\bar{f}$ от выбора t (второе равенство в первой строке).

Пусть имеются две произвольные ф-ции $f(z)$ и $g(z)$. Тогда движение наз. перемешивающим, если

$$\lim_{T\to\infty} R_T(f,g)=0, \qquad (4)$$

где $R_T(f,g)$ — корреляц. ф-ция, определяемая через фазовые средние равенством

$$R_T(f,g)=\int_\Gamma f(S_T z)g(z)\,d\Gamma(z)-\left(\int_\Gamma f(z)\,d\Gamma(z)\right)\left(\int_\Gamma g(z)\,d\Gamma(z)\right)=$$
$$=\langle f(S_T z)g(z)\rangle-\langle f\rangle\langle g\rangle. \qquad (5)$$

Из наличия перемешивания автоматически следует свойство эргодичности; обратное, вообще говоря, неверно.

Эфф. перемешивание элемента фазового объёма $\delta\Gamma$ происходит за время $\tau\sim 1/h_0$. Пример эволюции «фазовой капли», иллюстрирующий свойства локальной неустойчивости и перемешивания, показан на рис. 2. Роль локальной неустойчивости в возникновении перемешивания была выяснена Н. С. Крыловым.

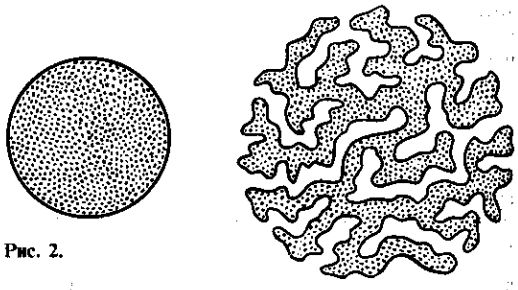


Рис. 2.

Эволюция динамич. систем с перемешиванием различна в зависимости от того, является система гамильтоновой или диссипативной.

I. Гамильтоновы системы

В этом случае фазовый объём не меняется: $\delta\Gamma_t=\delta\Gamma_0$ ($\delta\Gamma_0$ — фазовый объём в нач. момент времени; $\delta\Gamma_t$ — фазовый объём той же «капли» в момент времени t). Однако структура «фазовой капли» изменяется (рис. 2): «капля» принимает неправильную, амёбообразную форму и постепенно заполняет все области фазового пространства за счёт вытягивания и утоньшения отростков. Следовательно, эфф. объём капли растёт, однако в нём появляется большое кол-во пустот. Для характеристики «раздувания» капли вводится огрубление фазового объёма. Пусть масштаб огрубления есть ε (ε имеет размерность Г). Это значит, что все точки капли следует заменить на сферы объёмом ε. Объединение всех таких сфер даст огрублённый объём фазовой капли $\delta\widetilde{\Gamma}_t$. В отличие от истинного объёма $\delta\Gamma_t$ величина $\delta\widetilde{\Gamma}_t$ меняется со временем за счёт роста объёма пустот в огрублённой капле. Выберем нач. объём фазовой капли $\delta\Gamma_0=\varepsilon$ (при точности огрубления ε меньший объём не имеет смысла).

Величина

$$h=\lim_{t\to\infty}\lim_{\delta\Gamma_0\to 0}\frac{1}{t}\frac{\delta\widetilde{\Gamma}_t}{\delta\Gamma_0} \qquad (6)$$

наз. энтропией Колмогорова — Синая (или К-энтропией, КС-энтропией). Величина h не зависит от способа разбиения фазового пространства и огрубления и характеризует усреднённый по объёму инкремент неустойчивости h_0 в (1), $h=\langle h_0\rangle$. Системы с хаосом имеют ненулевую К-энтропию $h>0$. Такие системы (т. е. системы с перемешиванием) наз. К-системами.

Вследствие перемешивания фазовой жидкости происходит «забывание» нач. условий. В данном элементе объёма $\delta\Gamma$ могут присутствовать траектории из разл. областей всего допустимого фазового объёма Г, если только время наблюдения t достаточно велико: $t\gg\tau\sim 1/h$. Поэтому время τ может быть интерпретировано как время забывания нач. условий или время перемешивания.

Переход к хаосу. Гамильтонова система с N степенями свободы описывается системой $2N$ ур-ний движения. Имеет место теорема Лиувилля. Пусть система обладает N независимыми интегралами движения $I_1, I_2, \ldots, I_N$, коммутирующими между собой: $\{I_i, I_k\}=0$, $i, k=1, 2, \ldots, N$ ($\{\ldots\}$ — скобки Пуассона). Тогда: 1) траектории лежат на N-мерном торе (пример для $N=2$ показан на рис. 3); 2) движение условно-периодично и характеризуется N час-

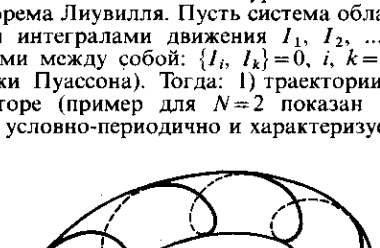


Рис. 3.

тотами $\omega_i=\omega_i(I_1, I_2, ..., I_N)$, $i=1, 2, ...$; 3) угл. переменные θ_i, характеризующие положение фазовой точки на торе, определяются из ур-ний

$$\dot{\theta}_i=\omega_i(I_1, I_2, ..., I_N) \text{ или } \theta_i=\omega_i t+\text{const}, \quad i=1, 2, ..., N. \tag{7}$$

Из теоремы Лиувилля следует, что для полной интегрируемости гамильтоновой системы достаточно знать N интегралов движения. Совокупности всех комплектов $\{I_i\}$ соответствует семейство инвариантных торов. Торы являются инвариантными, т. к. их положение и форма в фазовом пространстве не меняются со временем.

Углам θ_i соответствуют канонически сопряжённые им обобщённые импульсы (действия) I_i, так что ур-ния движения имеют вид

$$\dot{I}_i=-\frac{\partial H_0}{\partial\theta_i}=0,\ \dot{\theta}_i=\frac{\partial H_0}{\partial I_i}=\omega_i(I_1, I_2, ..., I_N), \quad i=1, 2, ..., N \tag{8}$$

(первое ур-ние — следствие сохранения I_i). В соответствии с теоремой Лиувилля гамильтониан H_0 системы может быть записан в виде $H_0(I_1, I_2, ..., I_N)$.

Действие возмущения на систему описывается гамильтонианом

$$H=H_0(I_1, I_2, ..., I_N)+\varepsilon V(I_1, I_2, ..., I_N; \theta_1, \theta_2, ..., \theta_N; t), \tag{9}$$

где углы θ_i и действия I_i — канонически сопряжённые переменные по отношению к гамильтониану H_0, ε — малый параметр, εV — потенциал возмущения. Предполагаются финитность невозмущённого движения и его невырожденность: $\det|\partial^2 H_0/\partial I_i\partial I_k|\neq 0$.

Согласно теории устойчивости Колмогорова — Арнольда — Мозера (1963) (КАМ), в системе с гамильтонианом (9) при достаточно малых $\varepsilon<\varepsilon_0$ большинство инвариантных торов сохраняется и отличается от невозмущённых торов слабой деформацией. Они занимают фазовый объём $\Gamma-\delta\Gamma(\varepsilon)$. Часть торов, занимавшая объём $\delta\Gamma(\varepsilon)$, разрушается, но их мера стремится к нулю при $\varepsilon\to 0$.

Траектории в $\delta\Gamma(\varepsilon)$ — стохастические. Хаос является альтернативой устойчивости, описываемой теорией КАМ. Исследование геометрии областей, в к-рых нет устойчивости и есть хаос, составляет важную часть разл. физ. задач.

Примеры систем с хаосом. 1. Рассеяние материальной точки на шариках радиусом R (рис. 4). Из рис. 4 видно

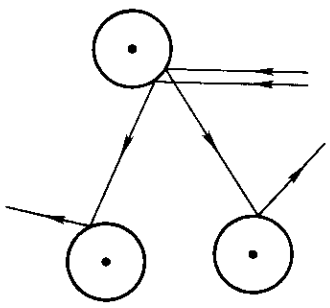


Рис. 4.

существование локальной неустойчивости. Данная задача эквивалентна задаче о рассеянии двух шариков радиусом $R/2$ каждый. Возникновение локальной неустойчивости в этой ситуации исследовано Крыловым. Критерий возникновения неустойчивости записывается в виде $K=\rho/R>1$, где ρ — длина свободного пробега материальной точки в «газе» из неподвижных шариков. Если t_0 — характерное время между соударениями, то К-энтропия $h\sim(1/t_0)\ln K$.

2. Рассеивающие биллиарды (биллиард Синая). Обобщение предыдущей модели, в к-рой вместо рассеивающих шаров имеется кривая граница. Пример биллиарда Синая дан на рис. 5. Для таких объектов характерна выпуклая граница (по отношению к налетающей частице).

Др. тип биллиарда реализуется, если граница вогнутая (по отношению к частице). На рис. 6 показан пример биллиарда типа «стадион». В этом биллиарде движение частицы также стохастическое. Вообще, почти все криволинейные формы биллиардов, в к-рых столкновения частиц со стенками происходят по законам абсолютно упругого удара, приводят к стохастич. траекториям частиц.

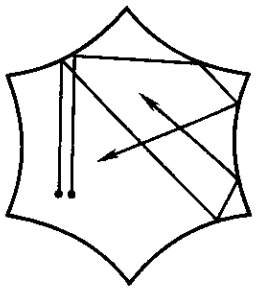


Рис. 5.

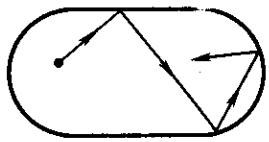


Рис. 6.

3. Отображение

$$x_{n+1}=\{Kx_n\},\ n=0, 1, 2, ... \tag{10}$$

Здесь индекс n играет роль дискретного времени, K — параметр, а скобки $\{...\}$ означают дробную часть числа. Соотношение (10) задаёт отображение отрезка $[0, 1]$ в себя. При $K<1$ из (10) следует $x_n=K^n x_0\to 0$ при $n\to\infty$ независимо от выбора нач. значения $x_0\in[0, 1]$. При $K>1$ расстояние между двумя близкими траекториями растёт:

$$\delta x_{n+1}/\delta x_n=K>1. \tag{11}$$

Отсюда $\delta x_n=K^n\delta x_0=\exp(nh_0)\delta x_0$, где инкремент неустойчивости $h_0=\ln K$ одинаков для всего фазового пространства и является К-энтропией: $h=\ln K$.

4. Двумерное отображение

$$\begin{pmatrix}x_{n+1}\\ y_{n+1}\end{pmatrix}=A\begin{pmatrix}x_n\\ y_n\end{pmatrix} \bmod 1, \tag{12}$$

где матрица $A=\begin{pmatrix}K+1 & 1\\ K & 1\end{pmatrix}$. В силу $\partial(x_{n+1}, y_{n+1})/\partial(x_n, y_n)=\det A=1$ отображение (12) сохраняет фазовый объём системы. Характеристические показатели находятся из ур-ния $\lambda^2-(K+2)\lambda+1=0$. При $K>0$ один из корней $\lambda_1=[K+2+\sqrt{(K+2)^2-4}]/2$ больше единицы, чем и определяется локальная неустойчивость. Отображение (12) диагонализуется и имеет в направлении первого орта растяжение элементов длины

$$\delta r_{n+1}=\lambda_1\delta r_n,\quad r_n=\sqrt{x_n^2+y_n^2}.$$

Соответственно К-энтропия равна $h=\ln\lambda_1$.

5. Ротатор, испытывающий периодические толчки. Эта модель встречается в разл. задачах физики. Гамильтониан модели имеет вид

$$H=\frac{1}{2}p^2-K\cos x\sum_{n=-\infty}^{\infty}\delta(t-nT). \tag{13}$$

Невозмущённый гамильтониан $H_0=p^2/2$ задаёт пару канонически сопряжённых переменных (p, x), причём $\omega(p)=\partial H_0/\partial p=p$. В переменных (p, x) ур-ния движения имеют вид

$$\dot{p}=-\frac{\partial H}{\partial x}=-K\sin x\sum_{n=-\infty}^{\infty}\delta(t-nT),\quad \dot{x}=\frac{\partial H}{\partial p}=p. \tag{14}$$

От ур-ний (14) можно перейти к точечному отображению. Согласно (14), после n-го толчка импульс приобретает приращение: $p_{n+1}-p_n=-K\sin x_n$, а при дальнейшем движении до начала $(n+1)$-го толчка сохраняет значение p_{n+1}.

К началу $(n+1)$-го толчка фаза x приобретает значение $x_{n+1}=x_n+p_{n+1}T$. Т. о., отображение

$$p_{n+1}=p_n-K\sin x_n, \quad x_{n+1}=x_n+p_{n+1}T \bmod 2\pi \qquad (15)$$

определяет значения переменных p, x к моменту $(n+1)$-го толчка через их значения до начала n-го толчка. Отображение (15) наз. отображением Чирикова — Тейлора или стандартным отображением (1979). Без ограничения общности можно принять $T=1$. Фазовые портреты (15) приведены на рис. 7: (*а*) для $K<K_c$ и (*б*) для $K>K_c$, где критич. значение $K_c=0{,}9716...$. На плоскости p, x каждой точке соответствует нек-рая пара (p_n, x_n), принадлежащая одной траектории. Беспорядочное распределение последовательных пар (p_n, x_n) на плоскости демонстрирует явление хаоса для модели (15). Отд. области не заняты точками стохастич. траектории. Эти области — островки, в к-рых имеется конечная мера периодич. траекторий. В центр. частях островков выполнены условия теории КАМ. На рис. 7 (*а*) узкие области стохастич. динамики (стохастич. слои) отделены друг от друга инвариантными кривыми. На рис. 7 (*б*) стохастич. слои сильно расширились и соединились друг с другом, образовав «стохастич. море». Этот переход происходит при нек-ром критич. значении параметра $K=K_c$. При $K>K_c$ возможно неогранич. увеличение энергии частицы благодаря стохастич. ускорению. Существование островков обусловлено наличием члена $\sim\sin x$ в (15), к-рый приводит к появлению областей устойчивости даже при $K\gg 1$.



а

б

Рис. 7.

Стохастич. слой является зародышем хаоса в гамильтоновых системах. Примеры образования таких слоёв видны на рис. 7 (*а*). Они образуются при любых сколь угодно малых возмущениях и поэтому являются примером неустранимого хаоса. Пусть, напр., задан нелинейный маятник, описываемый ур-нием движения

$$\ddot{x}+\omega_0^2\sin x=\varepsilon\sin(Kx-\omega t). \qquad (16)$$

В отсутствие возмущения ($\varepsilon=0$) сепаратрисой является траектория с энергией $E=\omega_0^2$, к-рая отделяет колебания ($E<\omega_0^2$) от вращений ($E>\omega_0^2$). При $\varepsilon\neq 0$ сепаратриса разрушается и в её окрестности возникает зона хаоса шириной $\delta E\sim\varepsilon$, если частота $\omega\sim\omega_0$. Если частота $\omega\gg\omega_0$, то ширина стохастич. слоя оказывается пропорциональной $\exp(-\pi\omega/2\omega_0)$, т. е. экспоненциально малой.

Разл. стохастич. слои в фазовом пространстве могут пересекаться, образуя нек-рую сеть каналов, внутри к-рых динамика системы является стохастической (рис. 8). Эта сеть наз. стохастич. паутиной (паутиной Арнольда). Если размерность фазового пространства $2N=4$, то двумерные инвариантные торы разделяют трёхмерный объём, в к-ром движется система (из-за сохранения энергии), на изолир. области (подобно тому, как линия на плоскости делит 2-мерное пространство на изолир. части). Однако уже для трёх и более степеней свободы ($N>2$) N-мерные торы не разделяют $(2N-1)$-мерную энергетич. поверхность. Поэтому стохастич. паутина оказывается связной, подходя сколь угодно близко к любой точке фазового пространства. Наличие паутины приводит к неогранич. переносу частиц вдоль стохастич. слоя, называемому диффузией Арнольда.

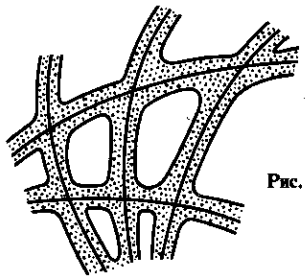


Рис. 8.

Примером, в к-ром возникает стохастич. паутина с нетривиальной топологией, является осциллятор с гамильтонианом

$$H=\frac{1}{2}(p^2+x^2)-K\cos x\sum_{n=-\infty}^{\infty}\delta(t-nT), \qquad (17)$$

отличающимся от (13) наличием потенц. энергии $x^2/2$. Этому осциллятору соответствует точечное отображение

$$\begin{aligned} p_{n+1}&=(p_n-K\sin x_n)\cos T-x_n\sin T,\\ x_{n+1}&=(p_n-K\sin x_n)\sin T+x_n\cos T. \end{aligned} \qquad (18)$$

Если период T следования ударов удовлетворяет условию $T=2\pi/q$, где q — целое число, то при $q>2$ на фазовой плоскости возникает стохастич. паутина с симметрией порядка q. Решётка является тем более правильной, чем тоньше паутина, т. е. чем меньше параметр K. На рис. 9 показаны примеры стохастич. паутины с (*а*) симметрией квадратной решётки ($q=4$), (*б*) гексагональной симметрией ($q=3$ и $q=6$) и (*в*) симметрией 5-го порядка ($q=5$).

II. Диссипативные системы

В отличие от гамильтоновых систем фазовый объём систем диссипативных меняется со временем. При этом характер изменения зависит от выбора области в фазовом пространстве. В соответствии с этим фазовое простран-

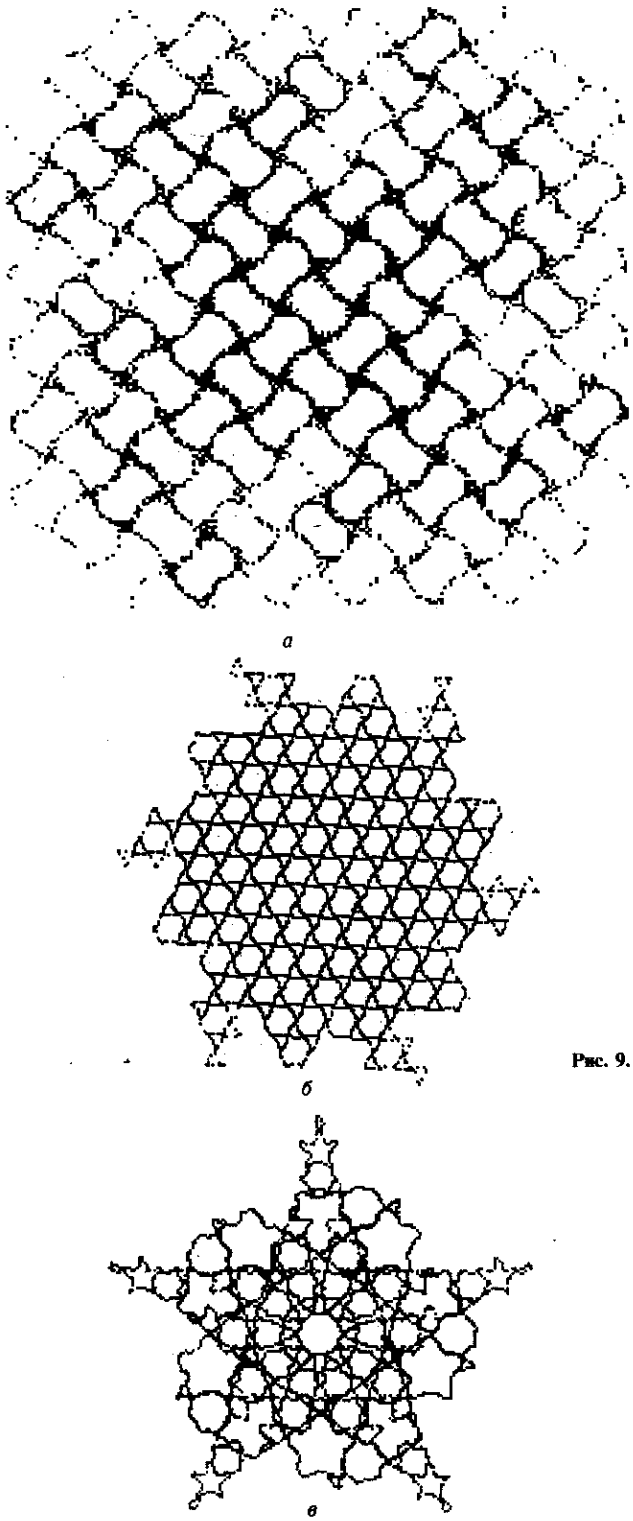


Рис. 9.

ство диссипативных систем может содержать не только те структурные элементы, к-рые имеются в случае гамильтоновых систем, но и такие, как аттракторы и репеллоры. Первые характеризуются тем, что к ним асимптотически притягиваются все фазовые траектории из нек-рой области $\Delta\Gamma$ фазового пространства, называемой областью притяжения (см. *Устойчивость движения*). Для вторых характерна неустойчивость, т.е. отход любой траектории, начинающейся в нек-рой окрестности репеллора (иными словами, асимптотич. свойства траекторий в окрестности аттрактора и репеллора аналогичны, если только для первых смотреть прямую эволюцию, т. е. при $t\to+\infty$, а для вторых — обратную, т.е. при $t\to-\infty$). Наиб. интерес для анализа свойств диссипативных систем представляют именно аттракторы.

В ходе эволюции динамич. системы, обладающей аттрактором, объём фазовой капли неограниченно уменьшается — капля сжимается к аттрактору. Однако сам аттрактор, имея нулевую меру в исходном фазовом пространстве, может оказаться нетривиальным множеством, движение на к-ром является стохастическим. Это значит, что: 1) на таком аттракторе движение является локально неустойчивым и для него может быть введена К-энтропия и 2) это движение обладает свойствами эргодичности и перемешивания. Аттрактор, на к-ром реализуется стохастич. динамика, наз. стохастическим или странным аттрактором. Последний термин предложен Д. Рюэлем и Ф. Такенсом (D. Ruelle, F. Takens).

Асимптотич. устойчивость аттрактора как множества в фазовом пространстве определяется сжатием фазового объёма: ср. скорость этого сжатия может быть выражена через показатели Ляпунова, определяемые аналогично (1):

$$\lambda=\lim_{t\to\infty}\frac{1}{t}\ln\frac{D(t)}{D(0)}. \qquad (19)$$

Для разл. направлений величина λ принимает разл. значения, так что всего имеется M разл. показателей (M — число дифференц. ур-ний 1-го порядка, описывающих движение системы). Из них один, отвечающий смещению вдоль аттрактора, равен нулю вследствие финитности движения. Все показатели λ_i можно упорядочить, так что для странного аттрактора окажется

$$\lambda_1>\ldots>\lambda_q=0>\ldots>\lambda_M. \qquad (20)$$

Скорость сжатия фазового объёма определится тогда равенством

$$\frac{1}{V}\frac{dV}{dt}=\sum_{i=1}^{M}\lambda_i<0. \qquad (21)$$

Показатели Ляпунова связаны с К-энтропией. Если все λ_i не зависят от точки, то

$$h=\sum_{\lambda_i>0}\lambda_i. \qquad (22)$$

В сумму входят только положительные показатели, поскольку именно они определяют разбегание фазовых траекторий, имеющее место только на аттракторе.

Странный аттрактор, занимая область фазового пространства нулевой меры, не может тем не менее целиком лежать в плоскости (поскольку фазовые траектории не пересекаются). Кроме того, он должен иметь размерность $d>1$. С геом. точки зрения он представляет собой, как правило, фрактальное множество, характеризуемое фрактальной размерностью (размерностью Хаусдорфа) d_C, являющейся дробным числом, превышающей размерность топологическую d_T (см. *Фракталы*).

В качестве примера диссипативной динамич. системы, демонстрирующей стохастич. поведение, можно привести *Лоренца систему*:

$$\begin{aligned}\dot{x}&=-\sigma x+\sigma y,\\ \dot{y}&=rx-y-xz,\\ \dot{z}&=xy-bz,\end{aligned} \qquad (23)$$

где σ, r, b — неотрицат. числа. Сжатие фазового объёма в (23) однородно:

$$\frac{1}{V}\frac{dV}{dt}=\frac{\partial\dot{x}}{\partial x}+\frac{\partial\dot{y}}{\partial y}+\frac{\partial\dot{z}}{\partial z}=-(\sigma+b+1)<0. \qquad (24)$$

Стохастич. динамика обнаружена Лоренцем при $\sigma=10$, $b=8/3$, $r=24{,}74$. Размерность странного аттрактора оказалась $d_C\approx2{,}05$ (при $r=28$).

Др. классич. примером является модель Рёслера (O. Rössler, 1976):

$$\dot{x}=-(y+z),$$
$$\dot{y}=x+\frac{1}{5}y, \qquad (25)$$
$$\dot{z}=\frac{1}{5}+z(x-\mu).$$

Здесь странный аттрактор обнаруживается при $\mu>4{,}2$.

В дискретных отображениях стохастич. движения обнаружены во мн. моделях. Классическим является универсальное отображение Фейгенбаума (см. *Фейгенбаума универсальность*):

$$x_{n+1}=\Lambda x_n(1-x_n), \quad 0\leqslant\Lambda\leqslant 4, \qquad (26)$$

отображающее отрезок [0,1] в себя. Стохастич. поведение здесь наблюдается при $3{,}57<\Lambda\leqslant 4$.

Одномерное точечное отображение, порождающее хаос, приводилось выше (см. пример 1 в разделе I).

Примером двумерного сжимающего отображения является ротатор с трением, возбуждаемый периодич. толчками [ср. (13)—(15)]:

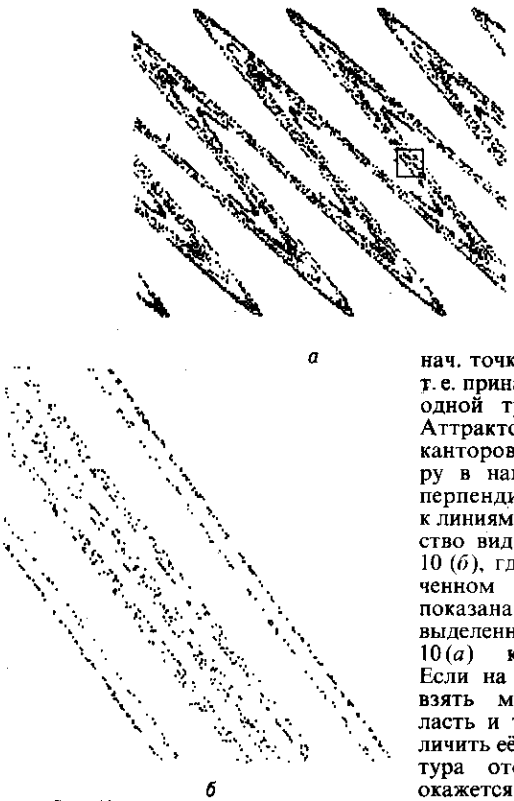
$$p_{n+1}=e^{-\gamma T}(p_n+K\sin x_n),$$
$$x_{n+1}=x_n+Ap_{n+1}, \quad A=\frac{e^{\gamma T}-1}{\gamma}, \qquad (27)$$

где γ — коэф. трения, T — период между толчками.

Сжатие фазового объёма за одну итерацию определяется равенством

$$\frac{\partial(p_{n+1},\ x_{n+1})}{\partial(p_n,\ x_n)}=e^{-\gamma T}. \qquad (28)$$

Типичный фазовый портрет стохастич. аттрактора отображения (27) показан на рис. 10 (*а*), где нанесены точки (p_n, x_n), получаемые последовательными итерациями одной нач. точки (p_0, x_0), т. е. принадлежащие одной траектории. Аттрактор имеет канторову структуру в направлении, перпендикулярном к линиям. Это свойство видно из рис. 10 (*б*), где в увеличенном масштабе показана область, выделенная на рис. 10 (*а*) квадратом. Если на рис. 10 (*б*) взять малую область и также увеличить её, то структура отображения окажется той же, что и на рис. 10 (*б*).



а

б

Рис. 10.

См. также *Эргодическая теория*, *Стохастические колебания*, *Странный аттрактор*.

Лит.: Крылов Н. С., Работы по обоснованию статистической физики, М.—Л., 1950; Chirikov B. V., A universal instability of manydimensional oscillator systems, «Phys. Repts», 1979, v. 52, p. 265; Странные аттракторы, сб. ст., пер. с англ., М., 1981; Заславский Г. М., Стохастичность динамических систем, М., 1984; Лихтенберг А., Либерман М., Регулярная и стохастическая динамика, пер. с англ., М., 1984; Заславский Г. М., Сагдеев Р. З., Введение в нелинейную физику, М., 1988; Шустер Г. Г., Детерминированный хаос, пер. с англ., М., 1988; Ахромеева Т. С., Курдюмов С. П., Малинецкий Г. Г., Самарский А. А., Нестационарные структуры и диффузионный хаос, М., 1992.

Г. М. Заславский, Н. А. Кириченко.

ХАРАКТЕРИСТИ́ЧЕСКАЯ ФУ́НКЦИЯ в термодинамике — *функция состояния* независимых параметров (*параметров состояния*), определяющих состояние термодинамич. системы. К Х. ф. относятся *потенциалы термодинамические* и *энтропия*. Посредством Х. ф. и её производных по независимым параметрам (темп-ре, объёму и т. п.) могут быть выражены все термодинамич. свойства системы. Х. ф. аддитивна: Х. ф. системы равна сумме Х. ф. составляющих её частей.

ХАРАКТЕРИСТИ́ЧЕСКАЯ ФУ́НКЦИЯ случайной величины — *Фурье преобразование* ф-ции распределения этой *случайной величины*; удобный аналитич. объект для матем. исследований разл. свойств случайной величины.

Пусть ξ — случайная величина, $F(x)=P\{\xi<x\}$ — её ф-ция распределения. Ф-ция

$$f(t)=f_\xi(t)=\langle\exp it\xi\rangle=\int_{-\infty}^{\infty}\exp(it\xi)\,dF \qquad (1)$$

($t\in R$) наз. Х. ф. случайной величины ξ. В случае, когда случайная величина обладает плотностью распределения вероятностей $p(x)$, интеграл (1) принимает вид

$$f(t)=\int_{-\infty}^{\infty}\exp(itx)p(x)\,dx.$$

Х. ф. $f(t)$ любой случайной величины обладает след. свойствами:

$f(0)=1$, $f(t)$ — непрерывна, $f(t)$ — положительно определена, т. е.

$$\sum_{i,j}f(t_i-t_j)z_iz_j^*\geqslant 0,$$

где t_1, ..., t_s — произвольный конечный набор значений аргумента t, а z_1, ..., z_s — произвольный набор комплексных чисел (* — означает комплексное сопряжение). Указанные три свойства являются определяющими, а именно, для любой ф-ции $f(t)$, обладающей этими тремя свойствами, найдётся (и при этом лишь одна) ф-ция $F(x)$ распределения вероятностей значений нек-рой случайной величины ξ такая, что $f(t)$ представима в виде (1).

Справедливы равенства для моментов

$$m_n\equiv\langle\xi^n\rangle=(-i)^nf^{(n)}(0),$$

где $f^{(n)}(0)$ — производная ф-ции $f(t)$ порядка n.

В случае, когда у случайной величины существует k моментов m_n, $n=1$, ..., k ($k\leqslant\infty$), $\ln f(t)$ по крайней мере k раз дифференцируем в малой окрестности точки $t=0$, его производные в этой точке

$$\left.\frac{d^k\ln f(t)}{dt^k}\right|_{t=0}$$

наз. семиинвариантами (*кумулянтами*) случайной величины.

Для двух независимых случайных величин ξ_1 и ξ_2 с Х. ф. $f_1(t)$ и $f_2(t)$, Х. ф. их суммы $\eta=\xi_1+\xi_2$

$$f_\eta(t)=f_1(t)f_2(t), \quad t\in R^1.$$

Это свойство чрезвычайно существенно в теории суммирования случайных величин. Из этого свойства следует, что при добавлении к случайной величине константы b, Х. ф.

случайной величины умножается на $\exp(ita)$,

$$f_{\xi+b}(t)=\exp(itb)f_{\xi}(t).$$

Для наиб. употребительных случаев гауссовского, пуассоновского и равномерного распределений их Х. ф. вычислены и имеют вид:

для *Гаусса распределения* со средним a и дисперсией σ^2 Х. ф.

$$f(t)=\exp(ita-\sigma t^2);$$

в случае *Пуассона распределения* с интенсивностью λ

$$f(t)=\exp\{\lambda[\exp it-1]\};$$

в случае равномерного распределения на конечном отрезке $[a, b]\subset R$ $[\xi\in[a, b]$, плотность $p(x)=(b-a)^{-1}]$

$$f(t)=\frac{\exp itb-\exp ita}{it(b-a)}.$$

В случае неск. случайных величин ξ_1, ..., ξ_2 их совместная Х. ф. от s переменных определяется ф-лой

$$f_{\xi_1\dots\xi_s}(t_1, \dots, t_s)=\langle\exp(\xi_1 t_1+\dots+\xi_s t_s)\rangle=$$
$$=\int\int\exp(x_1t_1+\dots+x_st_s)\,dF_{\xi_1\dots\xi_s}(x_1, \dots, x_s),$$

где $F_{\xi_1\dots\xi_s}(x_1, \dots, x_s)$ — совместная ф-ция распределения набора случайных величин ξ_1, ..., ξ_s. Если все величины ξ_i независимы,

$$f_{\xi_1\dots\xi_s}(t_1, \dots, t_s)=\prod_{i=1}^{s}f_{\xi_i}(t_i).$$

Свойства Х. ф. $f_{\xi_1\dots\xi_s}(t_1, \dots, t_s)$ для неск. случайных величин аналогичны перечисленным выше трём свойствам Х. ф. одной случайной величины.

Лит.: Гнеденко Б. В., Курс теории вероятностей, 6 изд., М., 1988; Феллер В., Введение в теорию вероятностей и ее приложения, пер. с англ., т. 1, [3 изд.], М., 1984. *Р. А. Минлос.*

ХАРАКТЕРИСТИ́ЧЕСКИЕ ЧАСТО́ТЫ — одинаковые или мало отличающиеся друг от друга частоты колебаний определ. групп атомов в разл. молекулах; соответствуют определ. хим. связям (напр., C—H, C—C, C=C, C=Cl и др.). Устойчивость Х. ч. связана с сохранением динамич. свойств одинаковых групп атомов в разных молекулах. Во мн. случаях можно теоретически рассчитать, обладает ли хим. группа Х. ч. Интенсивности спектральных линий, соответствующих Х. ч. одинаковых групп в разл. молекулах, часто имеют близкие значения. Наличие Х. ч. в молекулярных спектрах позволяет делать выводы о строении молекул и имеет большое значение в молекулярном *спектральном анализе*. По изменению интенсивности Х. ч. можно судить о скорости хим. процессов. *Л. Ф. Уткина.*

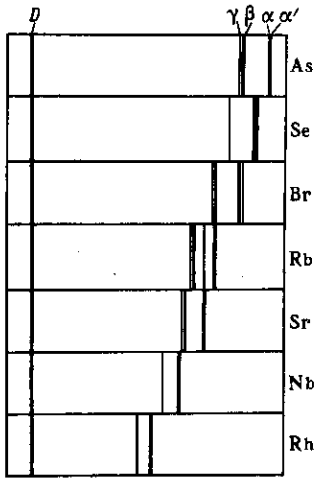
ХАРАКТЕРИСТИ́ЧЕСКИЙ СПЕКТР — линейчатый *рентгеновский спектр* атома хим. элемента. Х. с. служит однозначной характеристикой атома, индивидуальность Х. с. сохраняется и при вступлении атома в хим. соединение. Поэтому по спектральному положению и интенсивности его линий (характеристических линий) осуществляют рентг. спектральный анализ. Х. с. лежат в области $5\cdot10^{-3}-10$ нм.

Линии Х. с. возникают при переходе электрона одной из внеш. электронных оболочек на вакантную, более близкую к атомному ядру внутр. оболочку. Чаще всего Х. с. получают в рентг. трубке, исследуемое вещество при этом служит анодом; вакансии на внутр. оболочках его атомов образуются при бомбардировке анода электронами, ускоренными электрич. полем; такой спектр наз. первичным. Вторичный (флуоресцентный) Х. с. возбуждается при облучении исследуемого вещества оптич., рентг. или гамма-излучением.

Линии Х. с. группируются в серии. Серию составляют линии, образующиеся при всех разрешённых переходах электронов с более внеш. оболочек на одну и ту же вакантную, более близкую к ядру оболочку K-, L-, M-, N- или Q-оболочку. Соответственно серии обозначают буквами K, L, M, N, Q (в порядке возрастания длины волны λ). Внутри серии линии обозначаются греч. буквами: α, β, γ, δ и т. д. Напр., при переходе электрона L-оболочки на вакансию в K-оболочке появляется K_α-линия определ. элемента.

Для Х. с. справедлив общий для атомных спектров принцип — комбинационный принцип Ридберга — Ритца, согласно к-рому волновые числа $\tilde{\nu}=1/\lambda$ спектральной линии атома определ. хим. элемента можно представить как разности к.-л. *термов спектральных* этого атома: $\tilde{\nu}=T_k-T_i$.

Х. с. отличаются простотой и единообразием: для всех элементов они состоят из небольшого числа аналогично расположенных спектральных линий, имеющих одинаковую тонкую структуру. Связь частот излучения с ат. номером Z определяется *Мозли законом*. При увеличении Z весь Х. с. смещается в область коротких волн, при этом относит. расположение линий сохраняется (рис.).



В рентг. трубке излучение данной серии возникает при достижении ускоряющим напряжением V определ. значения — потенциала возбуждения. При постепенном повышении V сначала появляется излучение самой длинноволновой серии, затем линии более коротковолновых серий. При $V>V_k$ (V_k — потенциал возбуждения K-серии) для данного элемента появляется весь Х. с.

Ниже приведены значения V_k и λ линий K_{α_1}, K_{α_2}, K_{β_1}, K_{β_2} для нек-рых хим. элементов.

Химический элемент	Атомный номер, Z	U_k, кВ	λ, нм			
			α_1	α_2	β_1	β_2
U	92	115	0,0126	0,0131	0,0112	0,0108
Pb	82	87,6	0,0165	0,0170	0,0146	0,0141
W	74	69,3	0,0209	0,0213	0,0184	0,0179
Ag	47	25,5	0,0558	0,0562	0,0496	0,0486
Mo	42	20,0	0,0708	0,0712	0,0631	0,0620
Cu	29	8,86	0,1537	0,1541	0,1389	0,1378
Fe	26	7,10	0,1932	0,1936	0,1753	0,1740
Cr	24	5,98	0,2285	0,2289	0,2080	0,2067

Лит. см. при ст. *Рентгеновские спектры.* *Л. Ф. Уткина.*

ХАРАКТЕРИСТИ́ЧЕСКИЙ ФУНКЦИОНА́Л случайной линейной функции $\{\xi_\varphi, \varphi\in E\}$ — *функционал* $F(\varphi)$ на линейном пространстве E, обобщающий понятие *характеристической функции* одной случайной величины.

Пусть задана линейная *случайная функция*

$$\{\xi_\varphi, \varphi\in E\}, \qquad (1)$$

т. е. семейство *случайных величин* (определённых на одном и том же вероятностном пространстве Ω), помеченных элементами $\varphi\in E$ нек-рого линейного пространства E и ли-

нейно зависящих от них:

$$\xi_{\lambda_1\varphi_1+\lambda_2\varphi_2}=\lambda_1\xi_{\varphi_1}+\lambda_2\xi_{\varphi_2},\quad \varphi_1,\ \varphi_2\in E,\ \lambda_1,\ \lambda_2\in R^1. \qquad (2)$$

Функционал на E

$$F(\varphi)=\langle\exp(i\xi_\varphi)\rangle \qquad (3)$$

наз. Х. ф. линейной случайной ф-ции (1). Из (2) и (3) следует, что любого конечного набора элементов $\varphi_1, ..., \varphi_s$ ф-ция $f_{\{\varphi_j\}}(t_1, ..., t_s)$ от вещественных переменных $t_1, ..., t_s$

$$f_{\{\varphi_j\}}(t_1, ..., t_s)=F(t_1\varphi_1+...+t_s\varphi_s)$$

является совместной характеристической ф-цией набора случайных величин $\{\xi_{\varphi_1}, ..., \xi_{\varphi_s}\}$. Т. о., Х. ф. $F(\varphi)$ однозначно определяет совместные распределения любого конечного набора случайных величин $\{\xi_{\varphi_1}, ..., \xi_{\varphi_s}\}$, т. е. определяет все статистич. свойства линейной случайной ф-ции (1).

Х. ф. равен 1 при $\varphi=0$, положительно определён, т. е.

$$\sum_{i,j}F(\varphi_i-\varphi_j)z_iz_j^*\geq 0,$$

для любого конечного набора элементов $\varphi_1, ..., \varphi_s$ и любого набора комплексных чисел $z_1, ..., z_s$ (* — означает комплексное сопряжение), а также в случае непрерывной линейной ф-ции непрерывен по φ. В наиб. простом и употребит. случае — гауссовской линейной случайной ф-ции $\{\xi_\varphi, \varphi\in E\}$ со средним

$$\langle\xi_\varphi\rangle=T(\varphi)$$

и ковариацией

$$\langle\xi_{\varphi_1}, \xi_{\varphi_2}\rangle=\langle\xi_{\varphi_1}\xi_{\varphi_2}\rangle-\langle\xi_{\varphi_1}\rangle\langle\xi_{\varphi_2}\rangle=B(\varphi_1, \varphi_2)$$

её Х. ф.

$$F(\varphi)=\exp[-B(\varphi_1, \varphi_2)-iT(\varphi)].$$

Лит.: Прохоров Ю. В., Сходимость случайных процессов и предельные теоремы теории вероятностей, «Теория вероятностей и ее применения», 1956, т. 1, в. 2, с. 177; Вахания Н. Н., Тариеладзе В. И., Чобан С. А., Вероятностные распределения в банаховых пространствах, М., 1985. *Р. А. Минлос.*

ХАРАКТЕРИСТИ́ЧЕСКОЕ ИЗЛУЧЕ́НИЕ — рентг. излучение линейчатого спектра. Характерно для атомов каждого элемента. См. *Характеристический спектр, Рентгеновское излучение.*

ХА́РТРИ СИСТЕ́МА ЕДИНИ́Ц — одна из *естественных систем единиц*, в к-рой за осн. единицы приняты: *Бора радиус* $a_0=0{,}52917706(44)\cdot10^{-10}$ м (единица длины), масса электрона $m_e=0{,}9109534(47)\cdot10^{-30}$ кг (единица массы), заряд *электрона* $e=1{,}6021892(46)\cdot10^{-19}$ Кл (единица кол-ва электричества), Планка постоянная $h=h/2\pi=1{,}0545887(57)\cdot10^{-34}$ Дж·с. В этой системе единица времени $\approx2{,}419\cdot10^{-17}$ с. Применение Х. с. е. позволяет упростить написание ур-ний *квантовой механики*. Х. с. е. предложена Д. Хартри (D. Hartree) в 1928. См. также *Фундаментальные физические константы.*

ХА́РТРИ — ФО́КА МЕ́ТОД — приближённый метод расчёта квантовой системы взаимодействующих частиц; один из методов *самосогласованного поля*. Разработан для объяснения атомных спектров Д. Хартри (D. Hartree) в 1927 и усовершенствован В. А. Фоком в 1930, используется в теории рассеяния, физике твёрдого тела, ядерной физике.

ХЕМИЛЮМИНЕСЦЕ́НТНЫЙ АНА́ЛИЗ — совокупность методов количеств. (реже качеств.) анализа состава вещества по *хемилюминесценции*. Частный случай *люминесцентного анализа*. При анализе растворов обычно используется хемилюминесцентная реакция. Напр., в присутствии определяемого вещества усиливается или ослабляется хемилюминесценция при окислении нек-рых органич. соединений; заместители R в циклич. перекисях — диоксетанах $R_1R_2\overline{COOC}R_3R_4$ — можно подобрать так, что в результате реакции R_1 с определяемым веществом цикл становится неустойчивым и, распадаясь, генерирует возбуждённый кетон $R_1R_2C{=}O$, испускающий хемилюминесценцию. По относит. усилению или ослаблению хемилюминесценции определяют (после калибровки) содержание анализируемого вещества. Регистрируют хемилюминесценцию с помощью фотоэлектрич. устройств; серийно выпускаются компьютеризованные хемилюминометры. С помощью Х. а. определяют содержание перекиси водорода, спиртов, производных анилина, нек-рых отравляющих веществ и металлов, разнообразных антиоксидантов, метаболитов, ферментов и физиологически активных веществ (без предварительного разделения биол. смеси на компоненты), в газовой фазе — озона, серы, окислов азота и серы. Х. а. — самый чувствительный из физ.-хим. методов анализа, предел обнаружения веществ может достигать $\sim10^{-16}$ моль/л.

Лит.: Бабко А. К., Дубовенко Л. И., Луковская Н. М., Хемилюминесцентный анализ, К., 1966; см. также лит. при ст. *Хемилюминесценция.* *Р. Ф. Васильев.*

ХЕМИЛЮМИНЕСЦЕ́НЦИЯ — *люминесценция*, сопровождающая хим. реакции. Испускается продуктами реакции или др. компонентами, возбуждаемыми в результате переноса энергии к ним от продуктов реакции. Частный случай Х. — *биолюминесценция* (свечение гниющего дерева, нек-рых насекомых, морских организмов и др.). Х. сопровождает газофазные, жидкофазные, гетерогенные реакции, как идущие самопроизвольно (при смешивании реагентов, собственно Х.), так и происходящие под воздействием разл. факторов: электрич. разряда, электролиза (*электрохемилюминесценция*), света, ионизирующего излучения и др.

Яркость Х. пропорц. скорости реакции и эффективности Х. (числу квантов Х. на 1 акт реакции). Эффективность биолюминесценции нек-рых светляков приближается к 100%, Х. при реакциях окисления перекисью водорода эфиров щавелевой к-ты — к 25%; в большинстве же случаев она составляет ок. 1% и ниже. Реакции с яркой Х. используют в источниках света, к-рые «включаются» смешиванием реагентов и дают световые потоки $\sim0{,}1$ лм из 1 мл раствора. Х. лежит в основе действия хим. лазеров и *хемилюминесцентного анализа.*

Лит.: Хемилюминесцентные методы исследования медленных химических процессов, М., 1966; Материалы II Всесоюзного совещания по хемилюминесценции, «Изв. АН СССР, сер. физ.», 1987, т. 51, № 3; с. 508; Угарова Н. Н., Бровко Л. Ю., Кутузова Г. Д., Биолюминесценция и биолюминесцентный анализ, «Биохимия», 1993, т. 58, в. 9, с. 1351. *Р. Ф. Васильев.*

ХЕМОСО́РБЦИЯ — адсорбция газов, паров, вещества из растворов твёрдыми телами с образованием на их поверхности хим. соединения. Х. зависит от чистоты и хим. состояния поверхности адсорбента и возможна при наличии хим. активности поверхности, т. е. от присутствия атомов с ненасыщ. валентными связями. Изучение строения хемосорбированных слоёв разл. физ. методами (*дифракция медленных электронов, оже-спектроскопия, рентгеновский структурный анализ* и др.) позволяет решить разл. вопросы структурного анализа, исследовать хим. связь и т. д. Х. применяется в разл. промышл. процессах (напр., в очистке газов).

ХИ́ГГСА БОЗО́НЫ — гипотетич. бесспиновые частицы, обеспечивающие механизм спонтанного нарушения калибровочной симметрии состояний физ. системы (см. *Хиггса механизм, Спонтанное нарушение симметрии*).

ХИ́ГГСА МЕХАНИ́ЗМ — механизм возникновения массы у *калибровочного поля* вследствие спонтанного нарушения локальной симметрии [1—3]. При спонтанном нарушении локальной симметрии (см. *Спонтанное нарушение симметрии*) безмассовые *голдстоуновские бозоны* не появляются в калибровочно инвариантном секторе, а безмассовое калибровочное поле становится массивным.

В качестве простого примера рассмотрим абелеву калибровочную модель («скалярную электродинамику») с лагранжианом

$$\mathscr{L}=-\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}+(D_\mu\Phi)^+D^\mu\Phi-V(\Phi^+, \Phi),$$

$$D^\mu\Phi=(\partial^\mu+ieA^\mu)\Phi,$$

$$F_{\mu\nu}=\partial_\mu A_\nu-\partial_\nu A_\mu,$$

$$V(\Phi^+,\Phi)=\lambda(\Phi^+\Phi-\Phi_0^2)^2,$$

где $A_\mu(x)$ — вектор-потенциал абелева калибровочного («эл.-магн.») поля, $\Phi(x)$ — комплексное *скалярное поле*, Φ_0 — константа. Лагранжиан инвариантен относительно локальных *калибровочных преобразований* с параметром $\alpha(x)$

$$A_\mu(x)\to A_\mu(x)+\partial_\mu\alpha(x),$$

$$\Phi(x)\to\exp[-ie\alpha(x)]\Phi(x).$$

Локальная калибровочная симметрия спонтанно нарушена при $\Phi_0\neq 0$. Поле $\Phi(x)$ наз. полем Хиггса. В унитарной калибровке

$$\Phi(x)=\Phi_0+2^{-1/2}h(x),$$

где $h(x)$ — действит. поле, нефиз. компонента поля $\Phi(x)$ отсутствует, и у калибровочного поля $A_\mu(x)$ появляется масса $m_V=2\sqrt{\lambda}\Phi_0$. В унитарной калибровке лагранжиан описывает взаимодействие массивного векторного поля A_μ со скалярным полем $h(x)$. Важнейшей особенностью Х. м. является то обстоятельство, что при спонтанном нарушении локальной симметрии свойство перенормируемости теории не нарушается в отличие от моделей с явным нарушением локальной симметрии посредством введения массивных векторных членов в лагранжиан. Важнейшим следствием Х. м. является предсказание существования скалярной частицы — бозона Хиггса. Поиск бозона Хиггса — одна из наиб. важных эксперим. задач. Эксперим. данные, полученные на ускорителе ЛЭП1 (ЦЕРН, Швейцария), приводят к ограничению снизу на массу бозона Хиггса $m_h\geqslant 52$ ГэВ [4].

Лит.: 1) Higgs P. W., Broken symmetries and the masses of gauge bosons, «Phys. Rev. Lett.», 1964, v. 12, p. 132; 2) Englert F., Brout R., Broken symmetry and the mass of gauge vector mesons, «Phys. Rev. Lett.», 1964, v. 13, p. 321; 3) Guralnik G. S., Hagen C. R., Kibble T. W. B., Global conservation laws and massless particles, «Phys. Rev. Lett.», 1964, v. 13, p. 585; 4) L3 Collaboration, «Phys. Reports», 1993, v. 236, p. 1. *Н. В. Красников.*

ХИ́ГГСА ПОЛЯ́ в квантовой теории — гипотетич. скалярные поля, взаимодействующие с калибровочными полями без нарушения калибровочной симметрии ур-ний поля; предложены П. Хиггсом (P. Higgs) в 1964. Предполагается, что в основном (низшем) энергетич. состоянии, к-рое соответствует физ. вакууму, ср. значение Х. п. отлично от нуля, что приводит к спонтанному нарушению калибровочной симметрии физ. состояний описываемой системы (см. *Спонтанное нарушение симметрии*). При этом частицы, соответствующие калибровочным полям, могут приобретать массу. Взаимодействие с вакуумным Х. п. может также служить механизмом возникновения массы у лептонов и кварков. *А. В. Ефремов.*

ХИ́ЛЛА УРАВНЕ́НИЕ — обыкновенное дифференц. ур-ние 2-го порядка

$$w''(z)+p(z)w(z)=0$$

с периодич. ф-цией $p(z)$; все величины могут быть комплексными. Названо по имени Дж. Хилла [1], к-рый, изучая движение Луны, получил ур-ние

$$w''(z)+(\theta_0+2\sum_{r=1}^{\infty}\theta_{2r}\cos 2rz)w(z)=0$$

с действит. числами θ_0, θ_2, θ_4, ..., причём ряд $\sum_{r=1}^{\infty}|\theta_{2r}|$ сходится.

Хилл дал метод решения Х. у. с использованием определителей бесконечного порядка. Это явилось толчком для создания теории таких определителей и далее для создания Э. Фредгольмом (E. Fredholm) теории интегральных ур-ний. Для Х. у. ставятся прежде всего задачи устойчивости решений, существования или отсутствия периодич. решений. Если в действительном случае в Х. у. ввести параметр λ:

$$x''+\lambda p(t)x=0,$$

то, как установил А. М. Ляпунов [2], существует такая бесконечная последовательность

$$\ldots<\lambda_{-1}\leqslant\lambda_0=0<\lambda_1\leqslant\lambda_2<\ldots<\lambda_{2n-1}\leqslant\lambda_{2n}<\lambda_{2n+1}\leqslant\ldots,$$

что при $\lambda\in(\lambda_{2n},\lambda_{2n+1})$ Х. у. устойчиво, а при $\lambda\in[\lambda_{2n-1},\lambda_{2n}]$ Х. у. неустойчиво. При этом λ_{4n} и λ_{4n+3} являются собственными значениями периодич. краевой задачи, а λ_{4n+1} и λ_{4n+2} — собственными значениями полупериодич. краевой задачи. Теория Х. у. хорошо изучена (см. [3]).

Лит.: Hill G., On the part of the motion of the lunar perigees with is a function of the mean motions of the sun and moon, «Acta Math.», 1886, v. 8, p. 1; 2) Ляпунов А. М., Собр. соч., т. 2, М., 1956, с. 407; 3) Якубович В. А., Старжинский В. М., Линейные дифференциальные уравнения с периодическими коэффициентами и их приложения, М., 1972. *Ю. В. Комленко.*

ХИМИ́ЧЕСКАЯ СВЯЗЬ — межатомное взаимодействие, приводящее к образованию молекул или молекулярных соединений. Х. с. отличается от др. *межатомных взаимодействий* тем, что при её возникновении происходит перестройка электронных оболочек связывающих атомов. Х. с. осуществляется либо путём перехода одного или неск. электронов одного атома к другому (ионная, или электровалентная, Х. с.), либо обобществлением электронов парой (группой) атомов (ковалентная, или гомеополярная, Х. с.). Устойчивость образующейся системы атомов (молекулы) объясняется тем, что её энергия меньше суммарной энергии свободных атомов; разность этих энергий наз. энергией Х. с., она обычно ~200—1000 кДж/моль (2—10 эВ).

В образовании Х. с. участвуют внешние, самые подвижные электроны атомов; электроны внутренних, полностью заполненных электронных оболочек в этом процессе практически не участвуют, на их поведении вступление атома в Х. с. сказывается слабо. Х. с. обусловлена эл.-магн. взаимодействием атомов, однако в рамках классич. электродинамики достаточно точно описать Х. с. нельзя: молекула — квантовая система и подчиняется законам *квантовой механики*. Деление Х. с. по механизму её осуществления на ионную и ковалентную условно, т. к. реально в большинстве молекул Х. с. носит смешанный характер и наз. семиполярной Х. с.

К Х. с. иногда относят донорно-акцепторную связь, а также *металлическую связь*, к-рые имеют энергию связи того же порядка величины, что и Х. с.

Ионная Х. с. характерна для солей оснований и многих др. соединений, молекулы к-рых представляют собой совокупность положительного и отрицательного ионов, связанных эл.-статич. силами притяжения. В 1916 В. Коссель (W. Kossel) предложил классич. теорию ионной связи, к-рая объяснила мн. её особенности. В этой теории использовались нек-рые квантовые представления о строении атома. Так, в ней постулировалось, что образование ионов при ионной связи происходит т. о., чтобы ионы имели более устойчивую электронную конфигурацию, близкую к конфигурации атомов инертных газов. Такая перестройка должна быть связана с выделением энергии и; следовательно, с повышением устойчивости системы.

Атомы металлов, имеющие во внеш. электронной оболочке, как правило, один, два или три валентных электрона, отдают их атому неметалла, у к-рого до заполнения внеш. электронной оболочки не хватает одного, двух или трёх электронов. В таком процессе образуются два иона с полностью заполненными внеш. электронными оболочками. Напр., при образовании молекулы LiF атом Li с электронной конфигурацией $1s^22s^1$ отдаёт электрон $2s$ атому F с электронной конфигурацией $1s^22s^2p^5$. Образующиеся ионы Li^+ и F^- имеют соответственно конфигурации $1s^2$ и $1s^22s^2p^6$, т. е. устойчивые электронные конфигурации атомов инертных газов He и Ne соответственно.

Прочность ионной Х. с. определяется потенц. энергией взаимодействия ионов $U(r)$:

$$U(r)=\frac{e^2}{r}+\frac{be^2}{r^9}-\frac{ep_1}{r^2}-\frac{ep_2}{r^2}-\frac{2p_1p_2}{r^3}+\frac{p_1^2}{2\alpha_1}+\frac{p_2^2}{2\alpha_2}, \qquad (1)$$

где e — заряд электрона; r — расстояние между атомными ядрами; p_1 и p_2 — дипольные моменты, образовавшиеся в результате поляризации каждого иона в электрич. поле др. иона; α_1 и α_2 — их поляризуемости; b — эмпирич. константа. Первый член учитывает энергию кулоновского притяжения ионов, второй — энергию обменного отталкивания электронных оболочек (см. *Обменное взаимодействие*), третий и четвёртый члены характеризуют энергию взаимодействия свободных зарядов ионов с диполями p_1 и p_2, пятый член описывает энергию взаимодействия диполей p_1 и p_2, шестой и седьмой — энергии деформации диполей (в квазиупругом приближении). Равновесное межъядерное расстояние r_0, при к-ром силы притяжения и отталкивания уравновешены, определяется из условия $dU/dr=0$; оно равно сумме радиусов ионов (см. *Атомный радиус*).

Ионные соединения в твёрдом состоянии представляют собой ионные кристаллы. При испарении ионного соединения из твёрдого состояния, расплава или раствора положит. и отрицат. ионы покидают конденсированную фазу попарно, образуя в газообразном состоянии ионные молекулы. Ионная Х. с. возможна и при взаимодействии сложных (комплексных) ионов SO_4^{2-}, SiF_6^{2-}, NH_4^+ и др., в к-рых атомы, как правило, связаны ковалентной Х. с.

Модель ионной Х. с. имеет ограниченную применимость. Она используется в теории *внутрикристаллического поля* для объяснения свойств неоргинич. координац. соединений, в к-рых центр. ион переходного металла находится в поле окружающих его ионов или дипольных молекул (в поле лигандов). В теории кристаллич. поля устойчивость координац. соединения обеспечивается эл.-статич. взаимодействием между центр. ионом и лигандами. В поле лигандов уровни энергии центр. иона расщепляются *(Штарка эффект)*, характер этого расщепления определяется симметрией поля лигандов.

Ковалентная Х. с. возникает при соединении в молекулу нейтральных атомов, валентные электроны к-рых обобществляются участвующими в Х. с. атомами. Этот тип Х. с. получил объяснение лишь в 1927 на основе квантовой механики, когда В. Гайтлер (W. Haitler) и Ф. Лондон (F. London) построили квантовую теорию молекулы водорода. Молекула H_2 (рис. 1) состоит из двух ядер с зарядом

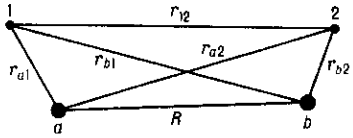


Рис. 1.

$+e$ (протонов) a и b, находящихся друг от друга на расстоянии R, и двух отрицательно заряженных электронов 1 и 2. Потенц. энергия взаимодействия этих заряж. частиц между собой

$$V=-\frac{e^2}{r_{a1}}-\frac{e^2}{r_{b1}}-\frac{e^2}{r_{a2}}-\frac{e^2}{r_{b2}}+\frac{e^2}{r_{12}}+\frac{e^2}{R}, \qquad (2)$$

где первые 4 отрицат. члена выражают энергию 1-го и 2-го электронов в поле своего и чужого ядра; пятый и шестой (положительные) члены — энергию взаимного отталкивания электронов и отталкивания ядер. Полная внутр. энергия молекулы (без учёта энергии её движения как целого и влияния внеш. полей), кроме потенц. энергии взаимодействия составляющих её частиц, включает и кинетич. энергию электронов и ядер. Полная энергия молекулы, её осн. характеристика как квантовой системы, принимает дискретные значения и определяет квантовые состояния молекулы. Значения $\mathscr{E}(R)$ полной внутр. энергии молекулы являются решением *Шрёдингера уравнения*

$$[\hat{H}_0-\mathscr{E}(R)]\varphi(R,\,1,\,2)=0, \qquad (3)$$

где оператор Гамильтона $\hat{H}_0$ в т. н. *адиабатическом приближении* (в пренебрежении движением ядер и *спин-орбитальным взаимодействием*) можно записать в виде

$$\hat{H}_0=-\frac{\hbar^2}{2m}(\Delta_1+\Delta_2)-e\left(\frac{1}{r_{a1}}+\frac{1}{r_{a2}}+\frac{1}{r_{b1}}+\frac{1}{r_{b2}}-\frac{1}{r_{12}}-\frac{1}{R}\right). \qquad (4)$$

Для описания состояния молекулы H_2 необходимо найти волновую ф-цию $\varphi(R,\,1,\,2)$ (здесь 1 и 2 — координаты электронов 1 и 2) этого состояния и энергию молекулы в нём. Чтобы найти $\varphi(R,\,1,\,2)$, нужно решить ур-ние Шрёдингера в предположении, что ядра находятся на достаточно большом фиксированном расстоянии R друг от друга.

В нулевом приближении волновая ф-ция молекулы строится из волновых ф-ций изолированных атомов ψ_a и ψ_b. Ф-ция ψ_a (1), учитывающая движение 1-го электрона в поле своего ядра, является решением ур-ния Шрёдингера для осн. состояния атома H с энергией $\mathscr{E}_0$ (13,6 эВ); то же самое можно сказать о ф-ции ψ_b (2). Полная энергия молекулы в нулевом приближении, следовательно, равна $2\mathscr{E}_0$, а её волновая ф-ция φ, согласно *Паули принципу*, должна быть антисимметричной по отношению к перестановке пространств. и спиновых координат электронов. Поскольку электроны принципиально неразличимы, безразлично, какой из них будет находиться у определ. ядра. Линейная комбинация произведений $\psi_a(1)\psi_b(2)$ и $\psi_a(2)\psi_b(1)$ позволяет построить два типа антисимметричных координатных ф-ций φ, соответствующих синглетному (s) (спины электронов антипараллельны) и триплетному (t) (спины параллельны) состояниям:

$$\varphi_s=[2(1+S^2)]^{-1/2}\{\psi_a(1)\psi_b(2)+\psi_a(2)\psi_b(1)\}, \qquad (5)$$

$$\varphi_t=[2(1-S^2)]^{-1/2}\{\psi_a(1)\psi_b(2)-\psi_a(2)\psi_b(1)\}, \qquad (6)$$

где

$$\begin{aligned}\psi_a(1)&=(\pi a_0^3)^{-1/2}e^{-r_{a1}/a_0}\\ \psi_a(2)&=(\pi a_0^3)^{-1/2}e^{-r_{a2}/a_0}\\ \psi_b(1)&=(\pi a_0^3)^{-1/2}e^{-r_{b1}/a_0}\\ \psi_b(2)&=(\pi a_0^3)^{-1/2}e^{-r_{b2}/a_0}.\end{aligned} \qquad (7)$$

Здесь $a_0=\hbar^2/me^2$ — *Бора радиус*, m — масса электрона, e — его заряд,

$$S=\int\psi_a(1)\psi_b(1)\,d\tau=\frac{1}{\pi a_0^3}\int_0^\infty e^{-(r_{a1}+r_{b1})/a_0}d\tau$$

— интеграл перекрывания волновых ф-ций, $d\tau$ — элемент объёма. При сближении атомов H энергию молекулы в первом приближении можно найти как ср. значение оператора в состоянии, соответствующем волновым ф-циям нулевого приближения. Энергии системы в синглетном и триплетном состояниях можно записать в виде интегралов

$$\mathscr{E}_s=\int\varphi_s\hat{H}_0\,\varphi_s d\tau$$

и

$$\mathscr{E}_t=\int\varphi_t\hat{H}_0\,\varphi_t d\tau.$$

С учётом (5) и (6) получим

$$\mathscr{E}_s=2\mathscr{E}_0+\frac{Q+A}{1+S^2},\ \mathscr{E}_t=2\mathscr{E}_0+\frac{Q-A}{1-S^2}. \qquad (8)$$

Ф-ция Q в (8) определяет энергию кулоновского взаимодействия:

$$Q=\int\psi_a^2(1)\psi_b^2(2)\left[\frac{e^2}{r_{12}}-\frac{e^2}{r_{b1}}-\frac{e^2}{r_{a2}}\right]d\tau+\frac{e^2}{R}=$$

$$=-\int\psi_a^2(1)\frac{e^2}{r_{b1}}d\tau_1-\int\psi_b^2(2)\frac{e^2}{r_{a2}}d\tau_2+\int\psi_a^2(1)\frac{e^2}{r_{12}}\psi_b^2(2)\,d\tau+\frac{e^2}{R},$$

где первый интеграл определяет ср. значение энергии кулоновского притяжения электрона 1 к ядру b; второй —

соответственно электрона 2 к ядру a (численно эти интегралы для молекулы H_2 равны); третий — энергию кулоновского отталкивания электронов; последний член соответствует энергии отталкивания ядер.

Ф-ция A в (8) наз. обменным интегралом,

$$A=\int\psi_a(1)\psi_b(2)\left[\frac{e^2}{R}+\frac{e^2}{r_{12}}-\frac{e^2}{r_{b1}}-\frac{e^2}{r_{a2}}\right]\psi_a(2)\psi_b(1)\,d\tau=$$

$$=\frac{eS^2}{R}+\int\psi_a(1)\psi_b(2)\frac{e^2}{r_{12}}\psi_a(2)\psi_b(1)\,d\tau-$$

$$-S\int\psi_a(1)\frac{e^2}{r_{b1}}\psi_b(1)\,d\tau_1-S\int\psi_b(2)\frac{e^2}{r_{a2}}\psi_a(2)\,d\tau_2;$$

обменный интеграл отличен от нуля только в тех точках пространства, где произведения $\psi_a(1)\psi_b(1)$ и $\psi_a(2)\psi_b(2)$ отличны от нуля, т. е. в области перекрывания электронных волновых ф-ций атомов a и b. Значение A экспоненциально убывает с расстоянием, поскольку волновые ф-ции экспоненциально убывают на больших расстояниях. Наличие обменной энергии A приводит к тому, что в состоянии с антипараллельными спинами электронная плотность в пространстве между ядрами увеличивается, а в состоянии с параллельными спинами — уменьшается, т. е. сила отталкивания ядер возрастает. Т. о., разные свойства синглетного и триплетного состояний молекулы количественно определяются значением обменного интеграла A. На рис. 2 приведены зависимости $\mathscr{E}_s$ и $\mathscr{E}_t$ от межъядерного

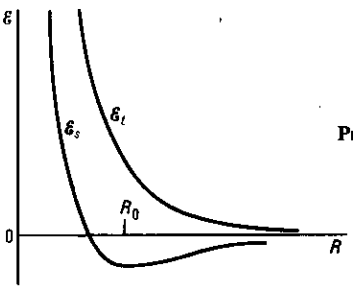


Рис. 2.

расстояния R. Образование Х. с. происходит только при $\mathscr{E}<2\mathscr{E}_0$, т. е. в состоянии с энергией $\mathscr{E}_s$. Теория Гайтлера — Лондона для равновесного радиуса молекулы H_2, соответствующего её стабильному состоянию, даёт значение $R_0=8{,}7$ нм, эксперим. значение $R_0=7{,}4$ нм. Значительно лучшее согласие теоретич. и эксперим. значений для R_0 можно получить на основе вариац. методов расчёта.

Непосредств. взаимодействие спинов электронов в молекуле H_2 практически не играет роли в образовании Х. с. Энергия такого взаимодействия меньше обменной энергии. Кроме того, устойчивая Х. с. образуется и в молекулярном ионе H_2^+, состоящем из двух ядер и только одного электрона, т. е. в отсутствие обменного взаимодействия. Т. о., для объяснения Х. с. достаточно рассмотреть лишь силы притяжения и отталкивания между электронами, не вводя «обменных» сил. Обменный интеграл A появляется только в случае приближённого решения задачи; при точном решении задачи из энергии нельзя выделить её обменную часть.

Для сложных молекул количеств. теория ковалентной Х.с. не построена из-за непреодолимых матем. трудностей. Поэтому вводятся модельные представления, к-рые, опираясь на теорию молекулы водорода, позволяют качественно объяснить особенности ковалентных взаимодействий в сложных молекулах. Напр., на основе представления о спаренных электронах можно объяснить свойство насыщения ковалентных связей. Каждая ковалентная связь образуется при спаривании их валентных электронов. В *квантовой химии* спаренными наз. электроны, занимающие одно и то же координатное состояние (напр., в атоме Не оба электрона находятся в состоянии $1s$), но спины их имеют противоположное направление. Третий электрон, согласно принципу Паули, уже не может находиться в таком же координатном состоянии. Поэтому взаимодействие любой спаренной пары электронов атома или молекулы с электронами др. атома приводит к отталкиванию. Два электрона молекулы H_2, образующие ковалентную связь, в синглетном спиновом состоянии также являются спаренными, а Х. с. между ними — насыщенной.

Свойства молекулы определ. не только её составом, но и пространств. расположением атомов в ней. Хим. валентности обладают определ. направленностью в том случае, когда валентных электронов два и более. Так, у атома N в осн. состоянии $1s^22s^22p^3$ электроны $1s$ и $2s$ спарены и не участвуют в Х.с., а три валентных $2p$-электрона находятся в таких координатных состояниях, что направления, в к-рых плотность вероятности пространств. распределения электронов максимальна, образуют углы 90°. Х. с., образуемые при участии этих валентных электронов атома N, также должны составлять прямые углы, т. к. при сближении атомов в этих направлениях волновые ф-ции электронов перекрываются наиб. сильно. Молекула NH_3 действительно имеет пирамидальное строение, однако углы между связями N — H составляют не 90°, а 107°18′, что является следствием взаимного отталкивания ядер водорода, лежащих в основании пирамиды.

По симметрии распределения электронной плотности вдоль линии связи различают σ-, π-, δ- и т. д. связи. При σ-связи (рис. 3) макс. перекрывание электронных ф-ций наблюдается вдоль линии связи — электронные ф-ции перекрываются одним лепестком и оба атома могут вращаться вокруг оси, совпадающей с линией связи. π-связь менее прочна, чем σ-связь, перекрывание волновых ф-ций происходит в два лепестка, поворот атомов вокруг линии связи исключён. При δ-связях происходит перекрывание волновых ф-ций в 4 лепестка с каждой стороны. Между двумя атомами возможна только одна σ-связь, но наряду с ней между теми же атомами могут быть две π-связи.

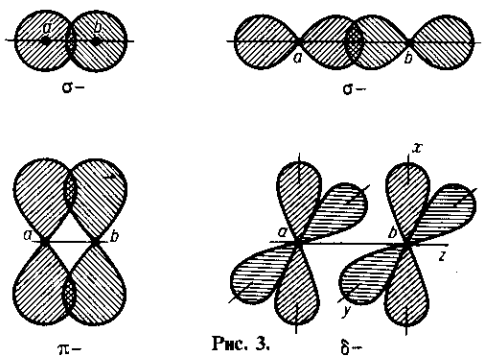


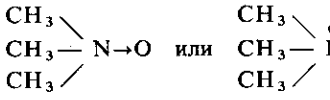
Рис. 3.

Существуют молекулы, в к-рых нельзя выделить отд. Х.с., попарно соединяющие соседние атомы. В таких соединениях электроны рассредоточены (делокализованы) вдоль всей системы атомов, а Х.с. носит невалентный «орбитальный» характер. В этом случае Х.с. нельзя описать с помощью одноэлектронных волновых ф-ций и Х.с. рассчитывается на основе вариац. методов.

Х.с. изображают разл. способами. Ионные соединения часто записывают в хим. символах элементов со знаками зарядов (Li^+F^-; K^+Br^-). Органич. катионы и анионы заключают в скобки ($[R_4N]^+Cl^-$). Простую ковалентную Х.с. изображают двумя точками или чертой между хим. символами (H:Cl или H — Cl). Два электрона — по одному от каждого атома — наз. поделённой парой. Если Х.с. осуществляется тремя поделёнными парами (напр., в молекуле N_2), то её изображают тремя чёрточками (N≡N). В молекуле могут присутствовать электронные пары, не участвующие в Х.с. и принадлежащие одному атому, они наз. неподелёнными парами, их изображают в структурных ф-лах в виде двух точек или чёрточек, напр.



Неподелённые пары могут осуществить Х. с. при условии, что у вступающего в неё др. атома не заполнена внеш. электронная оболочка (электронный «пробел»). Такого рода связь является разновидностью ковалентной связи и наз. координационной Х. с. (или донорно-акцепторной связью). Она изображается стрелкой, направленной в сторону отрицательно заряженного атома (акцептора), к-рую иногда заменяют простой чертой, обозначая при этом знаки заряда у атомов:



Методы исследования Х. с. предполагают сочетание теории с экспериментом. В совр. теоретич. расчётах используют формализм *матрицы плотности*, позволяющий характеризовать одночастичные состояния для систем, содержащих неск. разных или тождественных частиц.

Характер Х. с. влияет на мн. свойства вещества, исследование к-рых позволяет получить информацию о Х. с. К эксперим. методам изучения Х. с. относятся разл. виды спектроскопии (см., напр., *Инфракрасная спектроскопия*, *Молекулярные спектры*, *Спектры кристаллов* и др.), дифракционные методы (см. *Рентгеновский структурный анализ*, *Электронография*, *Нейтронография*), магнетохимия, химическая кинетика, резонансные методы (ЭПР, ЯМР) и др.

Лит.: Давыдов А. С., Квантовая механика, 2 изд., М., 1973; Слэтер Дж., Электронная структура молекул, пер. с англ., М., 1965; Синаноглу О., Многоэлектронная теория атомов, молекул и их взаимодействий, пер. с англ., М., 1966; Берсукер И. Б., Электронное строение и свойства координационных соединений, 3 изд., Л., 1986; Губанов В. А., Жуков В. П., Литинский А. О., Полуэмпирические методы молекулярных орбиталей в квантовой химии, М., 1976; Дмитриев И. С., Семенов С. Г., Квантовая химия — ее прошлое и настоящее, М., 1980.

Л. Ф. Уткина.

ХИМИ́ЧЕСКАЯ ТЕРМОДИНА́МИКА — раздел *термодинамики*, изучающий хим. и физ.-хим. процессы в разл. фазах вещества. Х. т. включает теорию хим. равновесия, хим. превращений и фазовых переходов в системах при наличии в них хим. реакций.

Теоретич. фундаментом Х. т. является метод Гиббса, к-рый позволяет формулировать условия *равновесия термодинамического* в наиб. общей и удобной для применения форме (до разработки этого метода для каждой конкретной задачи приходилось строить вспомогат. обратимый цикл). Согласно Дж. У. Гиббсу (J. W. Gibbs), для равновесия любой термодинамич. системы необходимо и достаточно, чтобы вариация энтропии δS была не положительна при фиксированной внутр. энергии U или чтобы была не отрицательна вариация внутр. энергии δU при фиксированном значении энтропии S, т. е. при

$$(\delta S)_U \leqslant 0 \text{ или } (\delta U)_S \geqslant 0;$$

знаки «меньше» или «больше» соответствуют устойчивому равновесию, а знаки равенства — безразличному (лабильному) равновесию. Вариация энтропии характерна для специфич. термич. возмущений, а второй критерий равновесия $[(\delta U)_S \geqslant 0]$ аналогичен условию равновесия механич. системы (см. *Возможных перемещений принцип*), причём внутр. энергия U при этом аналогична потенц. энергии механич. системы и имеет экстремальное значение при дополнит. условии постоянства энтропии и полного объёма системы V.

Для формулировки задачи о равновесии гетерогенных и многокомпонентных термодинамич. систем Гиббс ввёл понятие *фазы*, т. е. совокупности гомогенных (однородных) частей гетерогенной (неоднородной) системы, одинаковых по всем физ. и хим. свойствам независимо от кол-ва вещества и существования или отсутствия разделяющих поверхностей между отд. фазами. Фаза может быть охарактеризована её энтропией или внутр. энергией, зависящими лишь от свойств и состояния фазы. Вещества, из к-рых состоит система, являются её независимыми составными частями — *компонентами*, к-рые могут обратимо переходить из одной фазы в другую.

Внутр. энергия каждой фазы может меняться не только за счёт изменения её энтропии S и объёма V, но и за счёт изменения числа молей n_i её компонентов. Согласно 2-му началу термодинамики,

$$dU = TdS - pdV + \sum_{i=1}^{m} \mu_i dn_i,$$

где p — давление, μ_i — *химический потенциал*, m — число компонентов. Это ур-ние наз. фундаментальным уравнением Гиббса. Из него следует, что

$$U = U(S, V, n_1, ..., n_m),$$

а хим. потенциал $\mu_i = (\partial U/\partial n_i)_{S,V}$ в предположении, что все параметры, кроме n_i, постоянны; физ. смысл хим. потенциала — работа по перенесению вещества, к-рую нужно совершить, чтобы увеличить массу данного компонента в фазе на единицу при условии постоянства её энтропии, объёма, а также масс всех остальных её компонент. Фундам. ур-ние имеет место для каждой фазы системы, совокупность этих ур-ний полностью определяет термодинамич. состояние системы.

Параметры состояния T, p, ..., μ_i, ... являются интенсивными, не зависящими друг от друга и связанными *Гиббса — Дюгема уравнением*:

$$SdT - Vdp + \sum_{i=1}^{m} n_i d\mu_i = 0.$$

Применяя общий критерий равновесия при дополнит. условиях постоянства энтропии, объёма и массы каждого из компонентов, получим условие полного равновесия гетерогенной системы: равенство во всех фазах системы темп-ры, давления и хим. потенциалов для каждого компонента. Если хим. потенциалы не равны, то вещество стремится перейти в фазу с наинизшим хим. потенциалом; т. о., хим. потенциал играет такую же роль для равновесия фаз, как и темп-ра для теплового равновесия термодинамич. системы.

Если число независимых переменных в ур-ниях Гиббса — Дюгема для равновесной системы не превышает числа этих ур-ний, то выполняется *Гиббса правило фаз*: число фаз, существующих в равновесии, не может превосходить число независимых компонентов более чем на два. Макс. число сосуществующих фаз достигается при равенстве числа переменных числу ур-ний. Правило фаз Гиббса определяет число независимых переменных, к-рые можно изменять, не нарушая равновесия (число термодинамических *степеней свободы*). Для выполнения правила фаз Гиббса необходимо, чтобы каждая фаза была однородна во всём своём объёме, их размеры были достаточными, чтобы поверхностными натяжениями можно было бы пренебречь, а каждый компонент мог беспрепятственно проходить через поверхность раздела фаз, т. е. в системе должны отсутствовать полупроницаемые перегородки. Правило фаз Гиббса является основой физ.-хим. анализа сложных систем и классификации разл. случаев хим. равновесия.

Термодинамич. равновесие систем, в к-рых возможны хим. реакции, также описывается с помощью метода Гиббса, если в качестве ур-ний связи при экстремуме к.-л. из термодинамич. потенциалов учесть дополнительно ур-ния баланса вещества при хим. реакции (ур-ния хим. реакции). Напр., при хим. реакции

$$aA + bB + cC \rightleftarrows yY + zZ,$$

где a, b, c, y, z — целые числа, A, B, C, Y, Z — символы хим. веществ, в состоянии термодинамич. равновесия должно быть выполнено условие

$$a\mu_A + b\mu_B + c\mu_C = y\mu_Y + z\mu_Z.$$

Если хим. реакцию записать в общем виде:

$$\sum_i \nu_i x_i = 0,$$

то условия равновесия принимают вид

$$\sum_i \nu_i \mu_i = 0.$$

Для хим. реакции в газе

$$aA + bB = yY + zZ$$

из условия равновесия следует

$$\frac{p_Y^y p_Z^z}{p_A^a p_B^b} = K_p(T),$$

где p_Y^y, p_Z^z, p_A^a, p_B^b — парциальные давления соответственно конечных и исходных продуктов реакции; K_p — константа химического равновесия, зависящая только от темп-ры. Для неё имеет место уравнение Вант-Гоффа:

$$\frac{d\ln K_p(T)}{dT} = \frac{\Delta H^0}{R},$$

где ΔH^0 — изменение энтальпии в реакции.

Для гомогенных хим. реакций в жидкой фазе можно использовать ур-ния для газовой фазы, если ввести т.н. коэффициенты активности (см. *Фугитивность*) компонентов:

$$f_i = f_i(T, p, x_1, \ldots, x_{m-1}). \qquad (4)$$

Для идеального газа коэф. активности равен 1. Введение коэф. активности, характеризующих отклонение реального газа от идеального, даёт возможность проводить термодинамич. расчёты хим. реакций с использованием эксперим. данных для *термодинамических потенциалов*.

Применяя метод Гиббса в теории диссоциации, В. Нернст (W. Nernst) вывел закон распределения концентраций для диссоциированных веществ. Исходя из теории хим. равновесия, он установил теорему об универсальном поведении энтропии при стремлении темп-ры к абс. нулю (см. *Третье начало термодинамики*).

Критерий равновесия Гиббса как экстремум соответствующего термодинамич. потенциала ещё недостаточен для того, чтобы сделать заключение об устойчивости соответствующего состояния. Из общего критерия равновесия Гиббса следует, что для этого требуется знание поведения вторых вариаций термодинамич. потенциалов.

Условие устойчивости системы в энергетическом выражении для гомогенной системы можно представить в виде неравенства

$$\frac{\partial^2 U}{\partial S^2}(\delta S)^2 + 2\frac{\partial^2 U}{\partial S \partial n}\delta S \delta n + \frac{\partial^2 U}{\partial n^2}(\delta n)^2 > 0,$$

что возможно тогда и только тогда, когда определитель и гл. миноры матрицы

$$\begin{vmatrix} \frac{\partial^2 U}{\partial S^2} & \frac{\partial^2 U}{\partial n \partial S} \\ \frac{\partial^2 U}{\partial S \partial n} & \frac{\partial^2 U}{\partial n^2} \end{vmatrix}$$

положительны. Отсюда следуют условия термич. и механич. устойчивости системы:

$$c_p > 0, \quad \varkappa_S = -\frac{1}{V}\left(\frac{\partial V}{\partial p}\right)_S > 0$$

(c_p — теплоёмкость при пост. давлении p, $\varkappa_S$ — адиабатич. сжимаемость). Из условий устойчивости следует *Ле Шателье — Брауна принцип*: система, находящаяся в равновесии, реагирует на внеш. воздействие т. о., чтобы уменьшить это воздействие.

Условие устойчивости хим. реакции можно получить, если ввести вместо n_i новую переменную:

$$dn_i = \nu_i d\xi,$$

где ξ — число пробегов реакции. Тогда необходимое и достаточное условие стабильности системы примет вид неравенства для энергии Гиббса ΔG:

$$[\Delta G]_{T,p} > \left(\sum_i \nu_i \mu_i\right)\Delta\xi;$$

из этого неравенства можно получить и др. критерии устойчивости термодинамич. системы.

Две сосуществующие фазы при изменении параметров состояния приходят в равновесие. Однокомпонентные системы жидкость — пар имеют одну критич. точку, выше к-рой невозможно сконденсировать пар (см. рис. в ст. *Кипение*). Кривые, на к-рых расположены сосуществующие фазы жидкости и пара, наз. кривыми сосуществования, или бинодалями. На каждой изотерме $p(V)$ между минимумом и максимумом расположены нестабильные состояния; кривая, соединяющая минимумы и максимумы и ограничивающая нестабильную область, наз. спинодалью. Область между спинодалью и бинодалью соответствует только *метастабильным состояниям*, т. е. перегретой жидкости или пересыщенному пару.

В эл.-хим. системах (водных растворах электролитов, расплавах солей) при отсутствии разности электрич. потенциала имеет место условие нейтральности:

$$\sum_i Z_i n_i = 0,$$

где Z_i — валентности ионов, сумма берётся по всем i видам ионов. Чтобы сформулировать условия электрохим. равновесия гетерогенной эл.-хим. системы, нужно в ур-нии Гиббса учесть полную вариацию внутр. энергии:

$$\delta\tilde{U} = \delta U + \delta U^{(e)},$$

где $\tilde{U}$ — полная внутр. энергия, $U^{(e)}$ — её электрич. часть, вариация к-рой

$$\delta U^{(e)} = F\sum Z_i \delta n_i$$

(F — *Фарадея постоянная*, равная заряду одного моля одновалентных ионов, $F = 96487$ К/моль). Обобщённое фундам. ур-ние принимает вид

$$d\tilde{U} = TdS - pdV + \sum_i \tilde{\mu}_i dn_i,$$

где $\tilde{\mu}_i = \mu_i + Z_i F\varphi$ — эл.-хим. потенциал, φ — электрич. потенциал. Это ур-ние вместе с дополнит. условиями позволяет исследовать все термодинамич. свойства эл.-хим. систем.

К Х. т. относится также неравновесная термодинамика с хим. реакциями.

Лит.: Де Гроот С., Мазур П., Неравновесная термодинамика, пер. с англ., М., 1964; Мюнстер А., Химическая термодинамика, пер. с нем., М., 1971; Исаев С. И., Курс химической термодинамики, М., 1975; Гиббс Дж., О равновесии гетерогенных веществ, в его кн.: Термодинамика. Статистическая механика, пер. с англ., М., 1982; Зубарев Д. Н., Научное творчество Дж. Гиббса, там же. *Д. Н. Зубарев.*

ХИМИ́ЧЕСКИ ПЕКУЛЯ́РНЫЕ ЗВЁЗДЫ — звёзды с аномалиями хим. состава атмосфер. Термин «Х. п. з.» возник в 30-х гг. применительно к особой группе звёзд с аномальными спектрами, расположенных на *Герцшпрунга — Рессела диаграмме* в верх. части гл. последовательности (ГП). Сейчас эти звёзды наз. Х. п. з. верхней части ГП (СР-, или Ар-звёзды). Часто под Х. п. з. подразумевают именно эту группу звёзд, хотя это понятие шире.

Хим. состав космич. объектов в общем случае зависит от их природы и возраста (или эволюц. стадии). За стандартный космич. хим. состав принят хим. состав солнечной атмосферы (см. *Распространённость элементов*). Это определяется следующими причинами: прибл. такой же хим. состав имеет бо́льшая часть звёзд в нашей и др.

галактиках; этот хим. состав характерен для межзвёздного вещества, имеющего возраст $\sim 10^9$ лет, т. е. соответствует стадии, когда формировалась *Галактика* в её настоящем виде; хим. состав атмосферы Солнца вследствие интенсивного конвективного перемешивания вещества, вероятно, характеризует и хим. состав глубоких слоёв Солнца.

Любые заметные отклонения хим. состава звёзд от стандартного воспринимаются как аномалии. Могут быть три основные причины наблюдаемых хим. аномалий на звёздах.

Первая — звёзды могли сформироваться из межзвёздного вещества, имевшего нестандартный хим. состав. В осн. это звёзды старого населения, сформировавшиеся, когда вещество Вселенной содержало очень мало хим. элементов тяжелее гелия. В Галактике такие звёзды принадлежат к населению гало. Обилие (логарифм отношения концентрации элемента к концентрации водорода) железа и др. тяжёлых элементов в таких звёздах может отличаться от стандартного на величину ≈ -3, т. е. концентрация железа в 1000 раз меньше стандартной. Согласно оценкам, возраст этих звёзд более 10^9 лет, что соответствует стадии, когда ещё не сформировались плоская составляющая и спиральные рукава Галактики. По мере обогащения межзвёздного вещества продуктами эволюции массивных звёзд (в осн. в результате взрывных термоядерных реакций и выбросов вещества сверхновыми звёздами) содержание тяжёлых элементов во вновь образующихся звёздах увеличивалось, о чём свидетельствует наблюдаемый постепенный переход от звёзд с большими дефицитами тяжёлых элементов к звёздам стандартного хим. состава. За время, прошедшее после образования плоской подсистемы Галактики, заметного изменения хим. состава межзвёздного вещества не произошло, и сравнительно молодые звёзды в основном имеют близкий к стандартному хим. состав.

Второй причиной аномалий могут быть термоядерные реакции, происходящие внутри звезды в ходе её эволюции (или её компаньона в двойной системе), и, при нек-рых обстоятельствах, вынос продуктов этих реакций на поверхность (напр., в бариевых и углеродных звёздах) и перетекание вещества на непроэволюционировавший компаньон. Как правило, такие аномалии наблюдаются у маломассивных холодных звёзд и включают только единичные хим. элементы.

Третьей причиной, приводящей к сильным наблюдаемым аномалиям хим. состава звёзд, может быть сепарация хим. элементов в их атмосферах при сохранении стандартного хим. состава вещества звезды в среднем. По-видимому, эта причина привела к образованию Х. п. з. верхней части ГП, т. е. CP-звёзд.

Эта группа звёзд расположена на ГП в интервале *спектральных классов* от F5 до B0 (*эффективные температуры*, $T_э = 7500 — 25\,000$ К) и составляет не менее 10% всех звёзд этого интервала. Общим свойством CP-звёзд является то, что в их спектрах аномально усилены линии многих хим. элементов. У большинства CP-звёзд линии He значительно ослаблены, и только в спектрах самых горячих звёзд этой группы линии He значительно усилены по сравнению со спектрами нормальных звёзд. Темп-ры и плотности в атмосферах CP-звёзд приблизительно соответствуют нормальным звёздам таких же спектральных классов, т. е. аномалии спектров не вызываются аномалиями возбуждения атомов и ионов. Наблюдается огромное разнообразие аномалий, так что трудно найти две одинаковые CP-звезды. Тем не менее имеются признаки, по к-рым всё это разнообразие можно грубо разделить на 4 осн. группы. CP1-звёзды с усиленными линиями металлов (т. н. металлические, или Am-звёзды). Это наиб. холодные CP-звёзды ($7500 \leqslant T_э \leqslant 10\,000$ К). CP2-звёзды, или ртутно-марганцевые звёзды, — звёзды, характеризующиеся большими избытками Mn, P, Ga и Hg при слабых аномалиях др. элементов ($11\,000 \leqslant T_э \leqslant 13\,000$ К). CP3-звёзды — с сильными избытками неск. из следующих элементов: Si, Ti, Cr, Mn, Fe, Sr, Eu (а также др. редкоземельных элементов). Температурный интервал: $8000 \leqslant T_э \leqslant 15\,000$ К. Продолжение этой группы в сторону более высоких темп-р образует группу CP4-звёзд (т. н. звёзды с усиленными линиями гелия). Осн. признаки этих звёзд — значит. избыток He в их атмосферах. Особенностью CP3- и CP4-звёзд является присутствие в их атмосферах сильных крупномасштабных магн. полей преим. дипольного характера (обнаруживаемых по зеемановскому расщеплению спектральных линий), а также неравномерное распределение хим. элементов по их поверхности (хим. «пятнистость»), что при вращении звезды вызывает наблюдаемую периодич. спектральную и магн. переменность. Все CP-звёзды в ср. вращаются медленнее, чем нормальные тех же масс. Подавляющее большинство CP1-звёзд двойные. Среди CP2-звёзд кол-во двойных приблизительно такое же, как среди нормальных, а у CP3-звёзд имеет место дефицит тесных двойных систем при нормальной доле широких пар (см. *Двойные звёзды*). Между свойствами всех четырёх групп не существует резких границ (за исключением того, что крупномасштабные магн. поля и спектральная переменность встречаются только у звёзд CP3 и CP4).

Положение CP-звёзд на диаграмме Герцшпрунга — Ресселла (темп-ры, массы, ускорения силы тяжести) определяет важную особенность их строения — слабость или отсутствие конвективных зон, а следовательно, эфф. перемешивания вещества во внеш. частях звезды. Темп-ры этих звёзд также недостаточно высоки для мощных газодинамич. процессов во внеш. слоях (связанных с сильным *звёздным ветром* у более горячих звёзд).

Поскольку хим. аномалии, свойственные CP-звёздам, не встречаются у звёзд, представляющих собой дальнейшую стадию эволюции F-, A-, B-звёзд (т. е. у красных гигантов), да и теория *нуклеосинтеза* внутри таких звёзд не предсказывает появления наблюдаемых аномалий, наиб. приемлемой и распространённой точкой зрения является представление о сепарации хим. элементов в атмосферах CP-звёзд при сохранении в ср. по звезде нормального хим. состава. В отсутствие перемешивания сепарация элементов может происходить под действием силы тяжести, т. е. в соответствии с *барометрической формулой* устанавливается разная шкала высот для элементов с разл. атомной массой. При этом тяжёлые элементы должны оказаться внизу. Однако в CP-звёздах избыток тяжёлых элементов, как правило, наблюдается в самых верх. слоях атмосферы, где образуются наблюдаемые спектральные линии, причём для образования этого избытка требуется подъём тяжёлых элементов из достаточно глубоких слоёв атмосферы. В связи с этим для объяснения сепарации хим. элементов в атмосферах CP-звёзд привлекают др. механизмы. Наиб. подробно обсуждался механизм диффузии под действием селективного *давления света*. При поглощении квантов в частотах спектральных линий (где велик коэф. поглощения) происходит передача импульса потока излучения звезды поглощающим атомам. Для тяжёлых атомов со сложной структурой термов и большим кол-вом уровней этот эффект, вызывающий движение поглощающих атомов наверх, будет суммироваться по всем оптич. переходам и может (при определ. условиях) значительно превысить силу тяжести. Такой процесс, бесспорно, должен иметь место в атмосферах звёзд, однако его количеств. оценка весьма сложна. Величина эффекта на каждом уровне атмосферы зависит от локальной темп-ры, определяющей населённости уровней, и от величины потока излучения, к-рый зависит как от темп-ры, так и от концентрации атомов. Зависимость силы, изменяющей концентрацию, от самой концентрации делает задачу нелинейной, а формирующиеся аномалии — зависящими от времени. Характерное время накопления аномалий путём селективной диффузии $10^3 — 10^5$ лет. Попытки исследования этого механизма показали, что он может объяснить нек-рые аномалии, но во мн. случаях количеств. согласие с наблюдениями получить нельзя. Др. механизм, в принципе способный приводить к сепарации элементов, связан с различием кинетич. сечений возбуждённых и невозбуждённых атомов и с асимметрией (по частоте) возбуждающего излучения (т. н. *светоин-*

дуцированный дрейф, СИД). Атомы (данного элемента) с радиальной составляющей тепловой скорости v_R, направленной от центра ($v_R>0$) (к центру, $v_R<0$) звезды, способны поглощать фотоны, частота к-рых смещена в «синюю» («красную») сторону от центра спектральной линии (данного элемента). Если излучение, проходящее через атмосферу звезды, имеет асимметрич. распределение по частоте в окрестности спектральной линии (напр., из-за наложения линий др. элементов), то число возбуждённых атомов с $v_R>0$ будет больше (или меньше — в зависимости от знака асимметрии), чем с $v_R<0$. Это равносильно избытку невозбуждённых атомов в потоке с $v_R<0$ ($v_R>0$). Сечение упругих столкновений с атомами буферного газа (в атмосферах звёзд — это атомы водорода и гелия, составляющие 99% от числа всех атомов) для возбуждённых атомов данного элемента больше, чем для невозбуждённых. Следовательно, поток с $v_R>0$ ($v_R<0$), в к-ром доля возбуждённых атомов больше, тормозится быстрее. В результате возникает нескомпенсированный поток атомов данного элемента в противоположном направлении, приводящий к сепарации элементов. Закон сохранения импульса выполняется за счёт передачи импульса буферному газу при столкновениях. Скорости СИД могут быть во много раз больше, чем скорости селективной диффузии. Однако количеств. рассмотрения эффекта СИД на разл. глубинах в звёздных атмосферах пока не существует.

Существенно изменить характер процессов сепарации и их результат могут др. микроскопич. и макроскопич. процессы, такие, как влияние магн. полей на движение ионов, циркуляц. течения и т. п., к-рые пока трудно учесть количественно.

Лит.: Michaud G., The astrophysical context of diffusion in stars, «Astron. J.», 1980, v. 85, p. 589; Хохлова В. Л., Магнитные звезды, в кн.: Итоги науки и техники, сер. Астрономия, т. 24, М., 1983, с. 223; Атутов С. Н., Шалагин А. М., О возможных проявлениях эффекта светоиндуцированного дрейфа в астрофизических объектах, «Письма в Астрон. ж.», 1988, т. 14, № 7, с. 664.

В. Л. Хохлова.

ХИМИ́ЧЕСКИЙ ЛА́ЗЕР — *газовый лазер*, в к-ром инверсия населённостей образуется в результате хим. реакций. Возможность создания Х. л. основана на том, что продукты многих экзотермич. хим. реакций образуются преим. в возбуждённых состояниях. Большинство Х. л. работает на колебательно-вращат. переходах двухатомных *молекул*. Возбуждённые молекулы эффективно образуются, в частности, в результате экзотермич. реакций замещения:

$$A+BC\rightarrow AB+C+\Delta\mathscr{E}, \qquad (1)$$

причём значит. часть δ выделяющейся энергии $\Delta\mathscr{E}$ идёт на возбуждение колебат. уровней молекулы AB. В результате образуется неравновесный газ двухатомных молекул AB, в к-ром ср. величина колебат. энергии значительно превышает величину энергии, приходящейся на поступат. и вращат. степени свободы молекул. Такой неравновесный газ является *активной средой* с инверсной населённостью для большого кол-ва колебат. переходов (см. *Молекулярные спектры*). В табл. приведены нек-рые реакции, ведущие к инверсной населённости, величины $\Delta\mathscr{E}$ и δ, а также примерный диапазон длин волн λ соответствующего излучения.

Для работы Х. л. необходимо создать нек-рое кол-во химически активных свободных радикалов, стимулирующих протекание хим. реакции. С этой целью используются все способы воздействия на молекулы, приводящие к их диссоциации: прямой нагрев, вызывающий термич. диссоциацию; облучение УФ- или видимым светом, вызывающее частичную или полную фотодиссоциацию молекул; хим. реакции, сопровождающиеся образованием свободных радикалов; газовый разряд, в к-ром свободные радикалы образуются в осн. при столкновениях электронов с молекулами; облучение хим. реагентов пучками быстрых электронов или ионов, продуктами ядерных реакций и др. Поскольку в результате реакций, приводящих к возбуждению Х. л., происходят необратимые изменения хим. состава исходных реагентов, необходимым условием длит. работы Х. л. является непрерывное возобновление рабочего вещества.

В активной среде Х. л. наряду с реакцией (1) протекают разнообразные столкновительные процессы с участием колебательно возбуждённых молекул. Эти процессы оказывают существ. влияние на формирование заселённостей и определяют выходные характеристики Х. л. Наиб. важным является процесс колебательно-поступательной релаксации колебательно возбуждённых молекул:

$$AB(v)+M\rightarrow AB(v-1)+M, \qquad (2)$$

где M — молекулы, входящие в состав активной среды Х. л., v — колебательное квантовое число молекулы. Указанный процесс, в результате к-рого колебательная энергия молекулы, образовавшейся при протекании экзотермич. реакции, преобразуется в тепло, разрушает инверсию населённостей в активной среде Х. л. и ограничивает его выходные характеристики. Эфф. преобразование хим. энергии в энергию лазерного излучения возможно только при условии, если характерное время протекания реакции (1) не превышает характерного времени процесса колебат. релаксации (2). Поскольку обычно при протекании газофазных хим. реакций выполняется противоположное условие, лишь незначит. число химически реагирующих систем пригодно для использования в качестве активной среды Х. л. с высокими выходными характеристиками.

Энергия, выделяющаяся в результате протекания экзотермич. хим. реакций, обычно распределена по значит. числу колебат. состояний молекулы — продукта реакции. Характер этого распределения определяется соотношением между временами протекания хим. реакции (1), колебат. релаксации (2), а также характерным временем процесса обмена колебат. квантами при столкновении молекул AB между собой. Это соотношение весьма сложным образом зависит от состава активной среды лазера, темп-ры газа и определяет спектр излучения Х. л. Кроме того, молекулы, принадлежащие определ. колебат. состоянию, распределены по значит. числу вращат. состояний. При этом в силу быстрого обмена вращат. энергией при столкновениях друг с другом и с молекулами буферного газа распределение молекул по вращат. состояниям в активной среде Х. л. обычно описывается ф-лой Больцмана:

$$N_{v,J}=\frac{B}{T}(2J+1)N_v\exp\left[-\frac{B}{T}J(J+1)\right], \qquad (3)$$

где N_v — концентрация молекул, принадлежащих данному колебательному состоянию; B — вращат. постоянная молекулы; J — вращат. квантовое число, характеризующее данное вращат. состояние; T — темп-ра газа. В этих условиях в активной среде Х. л. реализуется режим частичной инверсии, когда инверсия населённостей на колебательно-вращат. переходах P-ветви (переходы $J\rightarrow J+1$) реализуется при нарушении условия $N_v>N_{v-1}$. Указанные обстоятельства влияют на характер спектра генерации Х. л., к-рый обычно состоит из большого числа колебательно-вращат. переходов P-ветви, принадлежащих неск. колебат. полосам.

Осн. параметры, характеризующие эффективность Х. л., — его хим. кпд η_x (отношение энергии лазерного излучения к величине энергии, выделяющейся в результате хим. реакции) и т. н. электрич. кпд $\eta_э$ (отношение энергии лазерного излучения к энергии, затрачиваемой на инициирование хим. реакции). Т. к. энергия, требуемая для инициирования мн. экзотермич. реакций, меньше энергии, к-рая выделяется в результате протекания таких реакций, то величина $\eta_э$ не имеет принципиальных ограничений сверху и может превышать 100%. Напр., электрич. кпд Х. л. на основе цепной реакции фтора с водородом (или дейтерием)

$$F+H_2\rightarrow HF+H, \qquad (4)$$

$$H+F_2\rightarrow HF+F \qquad (5)$$

в определ. условиях достигает 1000%. Это связано с особенностями протекания цепной хим. реакции, для иници-

ирования к-рой достаточно создания незначит. кол-ва химически активных радикалов. Однако величина η_x лазеров со столь высоким значением $\eta_э$ относительно невелика (~1%), поскольку при малой нач. степени диссоциации молекул F_2 время протекания цепной реакции оказывается много больше характерного времени разрушения инверсной населённости в результате межмолекулярных соударений, сопровождающихся колебат. релаксацией. В силу этого обстоятельства величина η_x лазера на основе цепной реакции фтора с водородом с уменьшением нач. степени диссоциации молекул ε спадает по закону $\eta_x \sim \sqrt{\varepsilon}$, в то время как для $\eta_э$ справедлива зависимость $\eta_э \sim 1/\sqrt{\varepsilon}$. Отсюда следует, что использование цепной реакции не позволяет осуществить сколько-нибудь полное преобразование хим. энергии в энергию лазерного излучения. В связи с этим наиб. мощные Х. л. на основе HF, обладающие высоким значением η_x (до 10%), работают на основе простых реакций замещения (табл.). Макс. энергия излучения HF-лазеров в импульсном режиме достигает 10 кДж при длительности импульса в неск. десятков нс. Наиб. мощные Х. л. на HF непрерывного действия работают при прокачивании активного вещества через резонатор со сверхзвуковой скоростью и характеризуются выходной мощностью в неск. кВт при $\eta_э \sim 2 \div 4\%$.

Реакция	$\Delta\mathscr{E}$, ккал/моль	δ	λ, мкм
$F+H_2 \rightarrow HF+H$	33,7	0,68	4,3—5,4
$F+CH_4 \rightarrow HF+CH_3$	34,5	0,60	2,8—3,0
$F+C_2H_6 \rightarrow HF+C_2H_5$	39,0	0,62	—»—
$F+CH_3C(CH_3)_3 \rightarrow HF+CH_2C(CH_3)_3$	38,0	0,56	—»—
$F+CH_3Cl \rightarrow HF+CH_2Cl$	37,0	0,68	—»—
$F+CH_2Cl_2 \rightarrow HF+CHCl_2$	38,0	0,51	—»—
$F+CH_3Br \rightarrow HF+CH_2Br$	35,9	0,67	—»—
$F+CH_3CF_3 \rightarrow HF+CH_2CF_3$	33,5	0,67	—»—
$F+CH_3Si(CH_3)_3 \rightarrow HF+CH_2Si(CH_3)_3$	40,0	0,50	—»—
$F+C_6H_{12} \rightarrow HF+C_6H_{11}$	42,9	0,53	—»—
$F+HCCl_3 \rightarrow HF+CCl_3$	42,0	0,37	—»—
$F+HD \rightarrow HF+D$	33,8	0,59	—»—
$F+HD \rightarrow DF+H$	35,5	0,55	3,7—4,2
$F+D_2 \rightarrow DF+D$	31,2	0,68	3,7—4,2
$H+F_2 \rightarrow HF+F$	97,8	0,53	2,8—3,7
$D+F_2 \rightarrow DF+F$	97,8	0,56	3,7—5,0
$F+H_2 \rightarrow HF+H$	41,9	0,64	2,7—3,4
$Cl+HI \rightarrow HCl+I$	31,7	0,71	3,4—3,8
$Cl+DI \rightarrow DCl+I$	31,7	0,71	5,0—5,4
$H+Cl_2 \rightarrow HCl+Cl$	45,1	0,39	3,7—4,0
$D+Cl_2 \rightarrow DCl+Cl$	46,3	0,39	5,0—5,6
$H+Br_2 \rightarrow HBr+Br$	41,2	0,55	4,0—4,6
$D+Br_2 \rightarrow DBr+Br$	41,7	0,55	5,8—6,3
$Br+HI \rightarrow HBr+I$	16,5	0,53	4,1—4,3
$Cl+HBr \rightarrow HCl+Br$	15,6	0,43	3,7—3,8
$O+CS \rightarrow CO+S$	85	0,85	5,0—5,6
$O_2+CS \rightarrow CO+SO$	90	0,7	5,0—5,7

Наряду с колебательно возбуждёнными молекулами в результате протекания экзотермич. реакций могут образовываться электронно возбуждённые молекулы, излучательный распад к-рых также может составить основу работы хим. лазера. Из большого числа обсуждавшихся в литературе конкретных хим. механизмов создания электронно возбуждённых атомов или молекул в качестве активной среды Х. л. практическую реализацию нашёл механизм создания инверсной заселённости на переходе между состояниями тонкой структуры атома иода $I(^2P_{1/2})$ и $I(^2P_{3/2})$ с длиной волны 1,315 мкм. Заселение верх. состояния лазерного перехода осуществляется в результате передачи возбуждения от молекулы синглетного кислорода:

$$O_2^*(^1\Delta)+I(^2P_{3/2}) \rightarrow O(^3\Sigma)+I^*(^2P_{1/2}). \qquad (6)$$

В свою очередь синглетный кислород получают в результате протекания реакции хлора с перекисью водорода в щелочной среде. Т. о., кислородно-иодный лазер не требует для своей работы внеш. источника энергии, потребляя исключительно хим. энергию реагентов. Выходная мощность этого лазера достигает неск. сотен ватт в непрерывном режиме при кпд в неск. процентов. Привлекательные качества лазера этого типа связаны с длиной волны излучения, соответствующей макс. прозрачности оптич. устройств на кремниевой основе, а также с наиб. высоким среди Х. л. качеством лазерного луча, что обусловлено незначит. энерговыделением в активной среде лазера.

В основе применений Х. л. лежат, с одной стороны, их высокие кпд и мощность генерации, а с другой стороны — возможность получения генерации на большом числе переходов в широкой области ИК-спектра. Наряду с др. типами мощных лазеров Х. л. используются в технологии обработки материалов, в установках по исследованию лазерного управляемого термоядерного синтеза, в системах лазерного зондирования атмосферы, в лазерной спектроскопии, лазерной химии и лазерном разделении изотопов, а также при исследовании процессов молекулярных соударений с изменением колебат. и вращат. состояний молекул.

Лит.: Химические лазеры, под ред. Н. Г. Басова, М., 1982; Елецкий А. В., Процессы в химических лазерах, «УФН», 1981, т. 134, в. 2, с. 237; Химические лазеры, под ред. Р. Гросса и Дж. Ботта, пер. с англ., М., 1980; Аблеков В. К., Денисов Ю. Н., Прошкин В. В., Химические лазеры, М., 1980.

А. В. Елецкий.

ХИМИ́ЧЕСКИЙ ПОТЕНЦИА́Л — термодинамич. *функция состояния*, определяющая изменение *потенциалов термодинамических* при изменении числа частиц в системе и необходимая для описания свойств открытых систем (с перем. числом частиц).

Х. п. μ_i i-го компонента многокомпонентной системы равен частной производной от любого из термодинамич. потенциалов по кол-ву (числу частиц) этого компонента при пост. значениях остальных термодинамич. переменных, определяющих данный термодинамич. потенциал, напр. $\mu_i=(\partial F/\partial N_i)_{T,V,N_j}$ (F — свободная энергия, T — темпра, V — объём, $j \neq i$). Т. о., в системах с перем. числом частиц в выражение для дифференциала, напр. dF, следует добавить величину $\sum_i \mu_i dN_i$:

$$dF=-SdT-pdV+\sum_i \mu_i dN_i,$$

где p — давление, S — энтропия. Наиб. просто Х. п. связан с термодинамич. потенциалом G (см. *Гиббса энергия*): $G=\sum_i \mu_i N_i$. Для однокомпонентной системы Х. п. $\mu=G/N$, т. е. представляет собой энергию Гиббса, отнесённую к одной частице. Вследствие аддитивности G, кроме давления и темп-ры, Х. п. зависит только от концентраций отд. компонентов, но не от числа частиц в каждом компоненте. В простейшем случае *идеальных газов* μ_i зависит только от концентрации i-го компонента:

$$\mu_i=\tilde{\mu}_i+kT\ln(N_i/N),$$

где $N=\sum_i N_i$ — полное число частиц, $\tilde{\mu}_i$ — Х. п. чистого i-го компонента. Часто величины μ_i удобно использовать в качестве независимых термодинамич. переменных вместо N_i. В переменных T, V, μ_i состояние системы характеризует термодинамич. потенциал

$$\Omega=F-\sum_i \mu_i N_i.$$

Х. п. является термодинамич. параметром в *большом каноническом распределении Гиббса* для систем с перем. числом частиц. В качестве нормировочной постоянной Х. п. входит в распределения Больцмана, Бозе — Эйнштейна и Ферми — Дирака для частиц идеальных газов (см. *Статистическая физика*). В системах, к к-рым применима статистика Больцмана или Бозе — Эйнштейна, Х. п. всегда отрицателен. Для *ферми-газа* Х. п. при нулевой темп-ре положителен и определяет граничную *ферми-энергию* (см. *Ферми-поверхность*) и *вырождения температуру*. Если

полное число частиц в системе не фиксировано, а должно определяться из условия термодинамич. равновесия, как, напр., для *фононов* в твёрдом теле или для *фотонов* в случае равновесного теплового излучения, то равновесие характеризуется равенством нулю Х. п.

Понятие Х. п. позволяет сформулировать условия *равновесия термодинамического*. Одно из условий состоит в том, что Х. п. любого компонента одинаков в разл. фазах и в разных местах одной фазы. Это обусловлено возможностью перераспределения частиц, приводящего к выравниванию Х. п. Для систем в пространственно неоднородном внеш. поле равновесие означает, что

$$\mu_i = \mu_i^0 + U_i(\boldsymbol{r}) = \text{const},$$

где μ_i^0 — Х. п. в отсутствие поля, $U_i(\boldsymbol{r})$ — потенц. энергия частиц i-го компонента во внеш. поле. Для газа в поле тяжести это условие приводит к барометрич. ф-ле для плотности газа. В случае заряж. частиц в электрич. поле (напр., в полупроводниках) величину μ_i наз. электрохимическим потенциалом, оставляя название Х. п. за μ_i^0. Равенство значений Х. п. для частиц одного компонента, находящихся в разных фазах, определяет условия равновесия при фазовых переходах (*Гиббса правило фаз*) и хим. реакциях (закон действующих масс), *ионизационное равновесие*, свойства *растворов* (законы Вант-Гоффа, Генри, Рауля) и т. д. Если для частиц одного из компонентов переход из одной части системы в другую невозможен, то для этого компонента условия постоянства Х. п. нарушаются и в системе возникает осмотическое давление (см. *Осмос*).

Х. п. был введён Дж. У. Гиббсом (J. W. Gibbs) в 1875 при рассмотрении хим. равновесия в многокомпонентных системах, отсюда его название. Численно Х. п. выражается в единицах энергии на единицу массы (Дж/кг), или на единицу кол-ва вещества (Дж/моль), или на 1 частицу.

Лит. см. при ст. *Термодинамика*. *А. Э. Мейерович.*

ХИРА́ЛЬНАЯ СИММЕ́ТРИЯ МОЛЕ́КУЛ (киральная симметрия молекул) — *симметрия молекул*, при к-рой их атомы могут располагаться двумя зеркально симметричными способами относительно кирального атома — асимметричного центра (обычно атома С). Х. с. м. приводит к оптич. *изомерии молекул*.

ХИРА́ЛЬНОСТЬ (киральность) (от греч. chéir — рука), принадлежность объекта (как правило, молекулы или кристалла) к одной из зеркально симметричных модификаций, условно называемых «правой» и «левой» (см. также *Энантиоморфизм*). Одним из наиб. характерных физ. свойств хиральных (т. е. обладающих Х.) молекул и кристаллов является их *оптическая активность*. Х. молекул обычно обусловлена их особой симметрией (подробнее см. *Оптически активные вещества*, *Оптические изомеры*), а Х. кристаллов, кроме того, их структурными свойствами.

ХЛА́ДНИ ФИГУ́РЫ — фигуры, образуемые скоплением мелких частиц (напр., сухого песка) вблизи узловых линий на поверхности колеблющейся пластинки или др. механич. системы. Х. ф. открыты Э. Ф. Хладни (E. F. Chladni) в 1787. Каждому собств. колебанию *(стоячей волне)* пластинки соответствует своё расположение узловых линий. В случае круглой пластинки (рис. 1, *а*) узловые линии могут быть круговыми или радиальными; в случае прямоугольной (рис. 1, *б*) или треугольной пластинки они направлены параллельно сторонам или диагоналям. Меняя точки закрепления и места возбуждения, можно получить разнообразные Х. ф. (рис. 2). Х. ф. используются в дефектоскопии (топографич. метод) для исследования изделия в целом (напр., пластинки или оболочки).

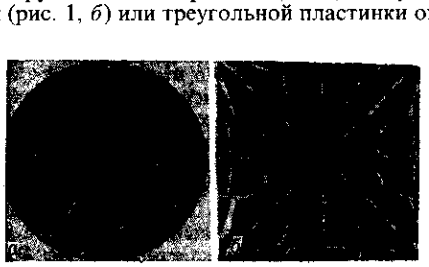


Рис. 1.

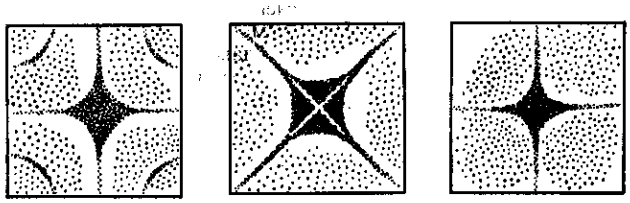


Рис. 2.

ХЛОР (лат. Chlorum), Cl, — хим. элемент VII группы периодич. системы элементов, ат. номер 17, ат. масса 35,453, относится к *галогенам*. Природный Х. состоит из двух изотопов: ^{35}Cl (75,77%) и ^{37}Cl (24,23%). Конфигурация внеш. электронных оболочек $3s^2p^5$. Энергии последоват. ионизаций 13,0; 23,80; 39,91; 53,46; 67,8 эВ. Сродство к электрону 3,61—3,76 эВ (максимальное среди всех хим. элементов). Радиус атома Cl 99 пм, радиус иона Cl^- 181 пм. Значение электроотрицательности 3,0.

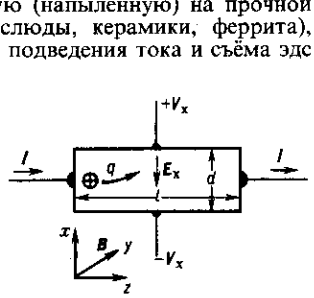
Газ жёлто-зелёного цвета с удушливым запахом, сильно ядовит. Во всех агрегатных состояниях состоит из молекул Cl_2, межъядерное расстояние (в газе) 198,81 пм, энергия диссоциации 243 кДж/моль (при 25 °С). $t_{пл} = -101$ °С, $t_{кип} = -34{,}1$ °С. Твёрдый Cl_2 обладает ромбич. кристаллич. структурой. Критич. параметры: темп-ра 417,1 К, давление 7,61—7,69 МПа, плотность 0,573 кг/дм^3. Плотность газообразного Cl_2 при нормальных условиях 3,214 г/дм^3. Уд. теплоёмкость $c_p = 33{,}94$ Дж/(моль · К), теплота испарения 20,41 кДж/моль (при −34,1 °С). Теплопроводность 7,9 мВт/(м · К) (при 0 °С).

Сильный окислитель, характеризуется высокой реакционной способностью по отношению к простым и сложным веществам. Степени окисления −1, +1, +3, +5, +7. Непосредственно соединяется со мн. металлами. Немного растворим в воде (хлорная вода), в CCl_4 и нек-рых др. растворителях. Соединения, в к-рых проявляется степень окисления +1 (хлорная известь и др.) — сильнейшие окислители.

Х. хранят и перевозят в жидком виде, в баллонах (под давлением). В больших кол-вах он применяется как хлорирующий агент в произ-ве металлов и разл. неорганич. и органич. веществ. Х. — отбеливающее и дезинфицирующее средство. В качестве радиоакт. индикаторов используют ^{36}Cl (β^--, β^+-распады и электронный захват, $T_{1/2} = 3{,}01 \cdot 10^5$ лет) и ^{38}Cl (β^--распад, $T_{1/2} = 37{,}21$ мин).

С. С. Бердоносов.

ХО́ЛЛА ДА́ТЧИК — полупроводниковый прибор, преобразующий на основе *Холла эффекта* индукцию внеш. магн. поля в электрич. напряжение. Представляет собой тонкую пластинку (или плёнку) полупроводника (напр., Si, Ge, GaAs, InSb), укреплённую (напылённую) на прочной подложке из диэлектрика (слюды, керамики, феррита), с четырьмя электродами для подведения тока и съёма эдс Холла (V_X).



При помещении Х. д. в магн. поле с индукцией $\boldsymbol{B}$, направленной перпендикулярно пластине (рис.), на осн. носители заряда действует сила Лоренца $\boldsymbol{F} = q[\boldsymbol{vB}]$, отклоняющая их к одной из граней пластины (q — заряд, v — скорость носителя заряда). Накопление носителей заряда у одной из граней и их недостаток у другой приводит к образованию электрич. поля $\boldsymbol{E}_X$ и V_X. Поле $\boldsymbol{E}_X$ препятствует накоплению зарядов, и, как только создаваемая им сила станет равной

силе Лоренца ($qE_X = qvB$), разделение зарядов прекратится. Т. к. эдс Холла $V_X = E_X d = vBd$, то при толщине пластины a

$$V_X = IBR/a, \quad (1)$$

где $R = 1/p$ или $R = 1/n$ — коэф. Холла (p, n — концентрации положит. и отрицат. носителей заряда соответственно).

Для увеличения магниточувствительности Х. д.

$$\gamma = V_X/IB = R/a \quad (2)$$

необходимо увеличивать R, т. е. уменьшать концентрацию осн. носителей заряда. Однако в полупроводнике, близком к собственному, коэф. $R \sim \mu_p^2 p - \mu_n^2 n$ резко уменьшается при $n \to p$.

При питании Х. д. от источника напряжения V эдс Холла $V_X = VB\mu d/l$, где μ — подвижность осн. носителей заряда. Коэф. использования Х. д. $\eta = P_н/P_{вх} \sim (\mu B)^2$, где $P_{вх}$ — мощность, потребляемая входной цепью, $P_н$ — мощность, выделяемая во внеш. нагрузке; поэтому для создания Х. д. необходимо использовать полупроводники с высокой подвижностью носителей заряда. К таким материалам относятся германий, арсенид галлия, антимонид индия.

Х. д. широко применяют в устройствах измерителей магн. индукции и в аналоговых вычислит. машинах в качестве умножит. элементов. Разработан ряд интегральных схем со встроенным Х. д. Схемы могут быть либо с аналоговым выходом (выходной сигнал пропорц. B), либо цифровым (при определённом B выходное напряжение скачком изменяется от минимального до максимального). На их основе созданы датчики перемещения, измерители частоты вращения, электронные компасы, бесконтактные переключатели, бесколлекторные электродвигатели пост. тока и т. д.

Лит.: Викулин И. М., Стафеев В. И., Физика полупроводниковых приборов, 2 изд., М., 1990; Хомерики О. К., Полупроводниковые преобразователи магнитного поля, М., 1986.

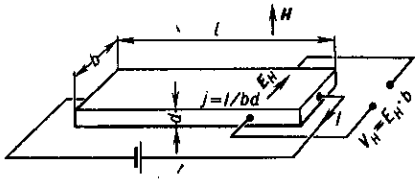
И. М. Викулин.

ХО́ЛЛА ЭФФЕ́КТ — возникновение в твёрдом проводнике с током плотностью j, помещённом в магн. поле H, электрич. поля в направлении, перпендикулярном j и H. Напряжённость электрич. поля (поля Холла)

$$E_H = RHj \sin\alpha. \quad (1)$$

Здесь α — угол между векторами H и j ($\alpha < 180°$). Если $H \perp j$, то поле Холла E_H максимально: $E_H = RHj$. Коэф. R, наз. постоянной Холла (коэф. Холла), является основной количеств. характеристикой Х. э. Знак R положителен, если j, H, E_H образуют правовинтовую систему координат.

Х. э. открыт Э. Г. Холлом (E. H. Hall) в 1879 в тонких пластинках Au. Для наблюдения Х. э. прямоуг. пластины из исследуемых веществ длиной l, значительно большей ширины b и толщины d, вдоль к-рых течёт ток $I = jbd$, помещают в магн. поле H, перпендикулярное плоскости пластинки (рис.). На середине боковых граней перпендикулярно току расположены электроды, между к-рыми измеряется эдс Холла



$$V_H = E_H b = RHI/d. \quad (2)$$

Х. э. объясняется взаимодействием носителей заряда (электронов проводимости и дырок) с магн. полем. В магн. поле на электроны действует *Лоренца сила* $F = e[Hv]$ ($v = j/ne$ — ср. скорость направленного движения носителей в электрич. поле, n — концентрация носителей, e — их заряд), под действием к-рой частицы отклоняются в направлении, перпендикулярном j и H. В результате на боковой грани пластины происходит накопление зарядов и возникает поле Холла. В свою очередь поле Холла действует на заряды и уравновешивает силу Лоренца. При равновесии $eE_H = eHv$, откуда

$$R = 1/ne. \quad (3)$$

Знак R совпадает со знаком носителей заряда. Для *металлов*, у к-рых $n \sim 10^{22}$ см$^{-3}$, $R \sim 10^{-3}$ см^3/Кл, у *полупроводников* $R \sim 10 \div 10^5$ см^3/Кл.

Коэф. Холла может быть выражен через *подвижность носителей заряда* $\mu = v_{др}/E$ (дрейфовая скорость носителей $v_{др} = -eE\tau/m$, где m — *эффективная масса*, τ — время между двумя последоват. соударениями с рассеивающими центрами) и уд. электропроводность $\sigma = j/E = env_{др}/E$:

$$R = \mu/\sigma.$$

Сказанное справедливо для изотропных проводников, в частности для *поликристаллов*. Для анизотропных кристаллов $R = r/en$, где коэф. r — величина, близкая к 1, зависящая от направления H относительно кристаллографич. осей. В области сильных магн. полей $r = 1$. Критерий сильного поля $\omega_c\tau > 1$, где ω_c — *циклотронная частота* носителей.

В полупроводниках в электропроводимости участвуют одновременно электроны проводимости и дырки. При этом постоянная Холла выражается через парциальные проводимости электронов $\sigma_э$ и дырок $\sigma_д$ и их концентрации $n_э$ и $n_д$. В случае слабых полей

$$R = \frac{1}{e}\frac{\sigma_э^2/n_э - \sigma_д^2/n_д}{(\sigma_э + \sigma_д)^2}. \quad (4а)$$

Для сильных полей

$$R = \frac{1}{e}\frac{1}{n_э - n_д}. \quad (4б)$$

При $n_э = n_д$ для всех значений магнитного поля $R = (1/en)(\sigma_э - \sigma_д)/(\sigma_э + \sigma_д)$, а знак R соответствует знаку осн. носителей.

Для металлов величина R зависит от зонной структуры, т. е. формы *ферми-поверхности*. Для замкнутых поверхностей Ферми и в сильных магн. полях постоянная Холла изотропна, а выражения для R совпадают с (3) и (4). Для открытых поверхностей Ферми R — тензор. Однако если направление H относительно кристаллографич. осей выбрано так, что не возникает открытых сечений поверхности Ферми, то выражения для R также аналогичны (3) и (4).

Х. э. — один из наиболее эфф. методов изучения энергетич. спектра носителей заряда в металлах и полупроводниках. Зная R, можно определить знак носителей заряда и оценить их концентрацию, что позволяет сделать заключение о кол-ве примесей в полупроводниках. Линейная зависимость R от H используется для измерения напряжённости магн. поля (см. *Магнитометры*), а также для усиления пост. токов, в аналоговых вычислит. машинах, в измерит. технике и др. (*Холла датчик*).

При изучении Х. э. в *двумерном электронном газе* кремниевого *полевого транзистора*, помещённого в квантующее магн. поле, К. фон Клитцинг (K. von Klitzing) в 1980 обнаружил, что холловское сопротивление ($R_H = V_H/I$), к-рое в условиях обычного Х. э., как следует из ф-л (2) и (3), обратно пропорционально n, при изменении n то остаётся постоянным, то резко изменяется, переходя с одного уровня на другой. Вместо монотонного убывания в зависимости $R_H(n)$ наблюдались «ступеньки». При этом высота ступенек определяется такими фундам. константами, как постоянная Планка и заряд электрона, и не зависит от свойств вещества. Это явление получило назв. *квантового Холла эффекта*. *Ю. П. Гайдуков.*

При описании Х. э. в магнетиках следует вместо поля H рассматривать магн. индукцию $B = H + 4\pi M$, где M — *намагниченность*. Поле Холла в поликристаллич. *ферромагнетиках* может быть записано в виде

$$E_y = RB_z j_x + R_s 4\pi M_z j_x. \qquad (5)$$

Здесь x, y, z — координатные оси. Первое слагаемое описывает нормальный Х. э. Вклад в поле Холла, пропорциональный намагниченности M, наз. ферромагнитным, спонтанным или аномальным Х. э. Т. к. этот вклад существует в ферро-, ферри- и антиферромагн. металлах и полупроводниках, парамагнетиках и др., то термин «аномальный Х. э.» является наиб. общим. Коэф. R_s в ферромагнетиках на 1—2 порядка больше R и обладает сильной (по сравнению с R) зависимостью от темп-ры. В сплавах величина и знак R_s зависят от концентрации компонент, причём в общем случае знак R_s может не совпадать со знаком R. В монокристаллах R_s также является тензорной величиной. Роль внеш. магн. поля в создании аномального Х. э. сводится только к намагничиванию образца, в частности в однодоменных образцах аномальный Х. э. наблюдается и без поля.

Аномальный Х. э. обусловлен *спин-орбитальным взаимодействием*, к-рое пропорц. намагниченности и создаёт асимметрию рассеяния носителей заряда, приводящую к холловскому «закручиванию» в отсутствие поля.

А. Б. Грановский.

Лит. см. при статьях *Гальваномагнитные явления, Квантовый Холла эффект, Магнетизм.*

ХО́ЛЛОВСКАЯ ПОДВИ́ЖНОСТЬ. Если к образцу полупроводника приложено внеш. электрич. поле вдоль оси ox, а также магн. поле $\boldsymbol{H}$ вдоль оси oz, то протекание тока вдоль оси ox приводит к появлению силы Лоренца и поля Холла, действующих вдоль оси oy. В отсутствие рассеяния возникает направленный (см. *Холла эффект*) дрейф вдоль oy, причём скорость дрейфа $v_{др}$ пропорц. полю H. Коэффициент пропорциональности наз. Х. п. μ_H.

ХОЛО́ДНЫЕ НЕЙТРО́НЫ — нейтроны с энергией $5\cdot10^{-3}$ — 10^{-7} эВ (см. *Нейтронная физика*).

ХОХЛО́ВА — ЗАБОЛО́ТСКОЙ УРАВНЕ́НИЕ — описывает трансформацию профилей и спектров нелинейных дифрагирующих волн, локализованных в пространстве в виде пучков, поперечный размер к-рых велик по сравнению с длиной волны. Опубликовано Р. В. Хохловым и Е. А. Заболотской в 1968. Это одно из основных ур-ний теории нелинейных волн. В приложении к *нелинейной акустике* обобщённым Х.—З. у. принято называть ур-ние

$$\frac{\partial}{\partial\tau}\left(\frac{\partial p}{\partial z} - \frac{\varepsilon}{c^3\rho}\, p\,\frac{\partial p}{\partial\tau} + \hat{L}p\right) = \frac{c}{2}\,\Delta_\perp p.$$

Здесь p — акустич. давление, z — координата вдоль оси пучка, $\tau = t - z/c$ — время в бегущей со скоростью звука c системе координат, $\Delta_\perp$ — двумерный лапласиан по координатам в поперечном сечении пучка, ε — нелинейный параметр среды, ρ — плотность среды. Линейный интегро-дифференциальный оператор $\hat{L}$ определяется частотной зависимостью слабых дисперсионных и диссипативных свойств среды.

Обычное Х.—З. у. $\hat{L}=0$ в линейном случае ($\varepsilon=0$) для гармонических сигналов переходит в параболич. ур-ние теории дифракции (*Леонтовича параболическое уравнение*). Для возмущений с плоскими фронтами Х.—З. у. переходит в ур-ние простых волн (*Римана волн*), описывающее укручение профиля бегущей волны вплоть до образования разрывов — ударных фронтов. Обычное Х.—З. у. также справедливо в той области пространства, где разрывов нет.

Приложения, прежде всего к гидроакустике (см., напр., *Параметрические излучатели и приёмники звука*) и медицине, потребовали обобщить обычное Х.—З. у. с целью устранения особенностей и учёта дополнит. физ. факторов. Наиб. часто используется обобщение Х.—З. у., содержащее вторую производную ($\hat{L} = -b\partial^2/\partial\tau^2$), к-рая описывает диссипацию (в частности, конечную ширину фронта слабых *ударных волн*), а также интегральный член с экспоненциальным ядром, ответственным за учёт молекулярной релаксации (см. *Релаксация акустическая*). Заметим, что когда $\hat{L}$ имеет вид 3-й производной по τ, Х.—З. у. переходит в *Кадомцева — Петвиашвили уравнение*.

Ур-ния типа Х.—З. у. использовались независимо с кон. 1940-х гг. в механике для расчёта обтекания тонких аэродинамич. профилей трансзвуковыми потоками сжимаемого газа, а в 1970-х гг. для расчёта ударных волн с пространственно-ограниченным фронтом.

Лит.: Руденко О. В., Солуян С. И., Теоретические основы нелинейной акустики, М., 1975; Новиков Б. К., Руденко О. В., Тимошенко В. И., Нелинейная гидроакустика, Л., 1981; Бахвалов Н. С., Жилейкин Я. М., Заболотская Е. А., Нелинейная теория звуковых пучков, М., 1982.

О. В. Руденко.

ХРОМ (лат. Chromium), Cr, — хим. элемент побочной подгруппы VI группы периодич. системы элементов, ат. номер 24, ат. масса 51,9961, переходный металл. В природе представлен 4 стабильными изотопами: ^{50}Cr (4,345%), ^{52}Cr (83,789%), ^{53}Cr (9,501%) и ^{54}Cr (2,365%). Конфигурация внеш. электронных оболочек $3s^2p^6d^54s^1$. Энергии последоват. ионизации 6,766; 16,5; 30,96; 49,1; 69,3 эВ. Сродство к электрону ок. 1,0 эВ. Радиус атома Cr 127 пм, радиусы ионов Cr^{2+}, Cr^{3+} и Cr^{6+} равны соответственно 83, 64 и 35 пм. Значение электроотрицательности 1,6. Работа выхода электрона 4,48 эВ.

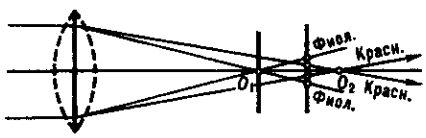
Голубовато-серебристый металл. При темп-рах 20—1830 °С существует α-Cr с кубич. объёмноцентрированной кристаллич. структурой, параметр решётки $a=288{,}4$ пм; при более высоких темп-рах возможно существование β-Cr с кубич. гранецентрированной решёткой. Плотн. 7,19 кг/дм^3, $t_{пл}=1890$ °С (по др. данным, 1877 °С), $t_{кип}=2680$ °С (по др. данным, 2200 °С). Уд. теплоёмкость $c_p=23{,}3$ Дж/(моль·К), теплота плавления 21 кДж/моль. Характеристич. темп-ра Дебая $\Theta_Д=357$ К. Уд. электрич. сопротивление 0,150 мкОм·м (при 300 К), температурный коэф. электрич. сопротивления $3{,}04\cdot10^{-3}$ $К^{-1}$ (при 50—100 °С). Парамагнитен, магн. восприимчивость $3{,}5\cdot10^{-9}$ (при 0 °С) и $4{,}3\cdot10^{-9}$ (при 1440 °С). Ниже 312 К переходит в антиферромагн. состояние. Теплопроводность 88,6 Вт/(м·К) (при 20 °С). Температурный коэф. линейного расширения $4{,}4\cdot10^{-6}$ (при 10—90 °С). Модуль нормальной упругости чистого Cr 288,1 ГПа (при 20 °С). Тв. по Виккерсу 1060 МПа.

В хим. соединениях обычно проявляет степени окисления +2, +3, +6. В атм. воздухе устойчив, при нагревании медленно окисляется с поверхности. Устойчив к воздействию мн. кислот.

Х. является легирующей добавкой разл. (в т. ч. нержавеющих) сталей. Его применяют для создания защитных покрытий на поверхности металлич. изделий (хромирование). Мн. соединения Х. — минеральные красители. Оксид Cr_2O_3 служит абразивом. В качестве радиоакт. индикатора используют ^{51}Cr (электронный захват, $T_{1/2}=27{,}704$ сут).

С. С. Бердоносов.

ХРОМАТИ́ЧЕСКАЯ АБЕРРА́ЦИЯ (от греч. chróma — цвет) — одна из осн. аберраций оптич. систем, обусловленная зависимостью показателя преломления прозрачных сред от длины волны света (см. *Дисперсия света*). Х. а. проявляется в оптич. системах, включающих элементы из преломляющих материалов (напр., *линзы*); зеркалам Х. а. не свойственна, т. е. зеркала ахроматичны.



Существуют два не зависящих один от другого типа Х. а.: хроматизм положения изображения и хроматизм увеличения. Хроматизм положения состоит в том, что изображения удалённой точки, формируемые лучами разной длины волны, не совпадают для лучей разного цвета, располагаясь вдоль нек-рого отрезка O_1O_2 (т. е. немонохроматич. пучок света имеет целую совокупность фокусов вдоль отрезка оптич. оси; см. рис.). В этом случае

на экране, поставленном перпендикулярно оптич. оси в области формирования изображения, вместо одной светлой точки наблюдается совокупность цветных кружков.

Хроматизм увеличения заключается в том, что поперечные увеличения изображений объекта, формируемых лучами разной длины волны, могут оказаться различными. Это вызвано различием положений гл. плоскостей системы (см. *Кардинальные точки оптической системы*) для лучей разного цвета, что может иметь место, даже если их фокусы совпадают, но различаются фокусные расстояния. Из-за хроматизма увеличения изображение предмета конечных размеров оказывается окружённым цветной каймой.

Исправлять хроматизм положения в оптич. системе можно, совмещая фокусы для лучей света разной длины волны. В простейшем случае совмещение фокусов для лучей двух длин волн (и уменьшение взаимного удаления фокусов лучей др. длин волн) сравнительно несложно. Такие системы (обычно *объективы*) наз. ахроматами. В более совершенных апохроматах фокусы совмещают для лучей трёх длин волн, для чего увеличивают число элементов системы с разными показателями преломления и вводят в систему зеркала. Ещё более тщательное исправление хроматизма положения требует дальнейшего усложнения конструкции системы, тем большего, чем больше её *относительное отверстие* и угол поля зрения оптич. системы (число линз и зеркал увеличивается и форма их усложняется).

При исправлении хроматизма увеличения необходимо совместить гл. плоскости для возможно большего числа лучей с разными длинами волн, что связано с большими трудностями.

Лит. см. при ст. *Аберрации оптических систем*.

ХРОМАТИ́ЧЕСКАЯ ПОЛЯРИЗА́ЦИЯ — появление окраски при прохождении *белого света* через оптич. систему, состоящую из поляризатора, двупреломляющей прозрачной среды (пластинки) и анализатора, вследствие *интерференции поляризованных лучей*. Используется при исследовании кристаллов и напряжений в твёрдых телах (см. *Поляризационно-оптический метод*).

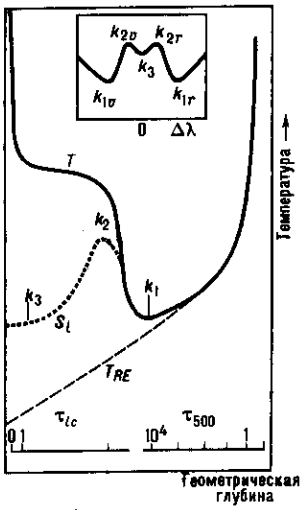
ХРОМОСФЕ́РЫ ЗВЁЗД — слои верх. атмосфер звёзд, характеризующиеся линейчатым эмиссионным спектром и темп-рой $\sim 10^4$ К, промежуточной между темп-рами *фотосфер* и *корон звёзд*.

Х. з. и Солнца излучают гл. обр. в резонансных спектральных линиях (в осн. в УФ-области спектра) ионов магния, кальция, углерода и др. элементов. В таких линиях звёздные атмосферы обладают очень большой оптич. толщиной τ, и фотоны, прежде чем выйти из Х. з., многократно рассеиваются, диффундируют в пространстве и по частоте. Последнее рассеяние происходит в том слое, где на излучаемой длине волны λ в пределах профиля линии $\tau \leqslant 1$. В результате разные части профиля линии несут информацию о разных слоях Х. з., чем широко пользуются при изучении солнечной хромосферы. В звёздах с абсорбционным характером спектра Х. з. проявляют себя лишь в наиб. сильных линиях поглощения, вблизи центра к-рых видны раздвоенные эмиссионные пики, означающие, что в звёздной атмосфере имеется инверсия темп-ры. Ширина эмиссионного пика несёт информацию об ускорении силы тяжести в Х. з. (т. н. эффект Вилсона — Баппу), отношение интенсивностей в эмиссионных пиках k_{2v} и k_{2r} (рис.) — о градиенте скорости в Х. з., в частности о наличии *звёздного ветра*, интенсивность эмиссии и её профиль — о темп-ре, плотности и протяжённости Х. з.

Х. з. (по крайней мере, звёзд солнечного типа и более холодных) очень неоднородны, имеют сложную структуру, как правило, с короткоживущими элементами (см. *Солнце*).

О механизмах поддержания Х. з. см. в ст. *Звёздные атмосферы*.

Лит.: Ягер К. де, Звёзды наибольшей светимости, пер. с англ., М., 1984; M-stars, eds. H. R. Johnson, F. Querci, Wash.—P., 1985; см. также *лит.* при ст. *Звёздные атмосферы*. *Н. Г. Бочкарёв.*



Формирование эмиссионных пиков в центре сильных линий поглощения в звёздах с развитыми хромосферами. Сплошной линией показан профиль температуры в атмосфере, штриховой — то же при чисто радиационном нагреве. Пунктир — функция источников S_l, определяющая излучательную способность газа в спектральной линии в слое единичной оптической толщины. Отмечены места формирования характерных точек профиля линии. Внизу приведены оптические толщины τ_{500}, т. е. при $\lambda = 500$ нм (в непрерывном спектре) и τ_{lc} — в центре линии. На врезке показан профиль (интенсивность излучения в функции $\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0$, где λ_0 — длина волны центра линии) эмиссионной части линии, наблюдаемой в центре широкой линии поглощения.

ХРОНОЛОГИ́ЧЕСКОЕ ПРОИЗВЕДЕ́НИЕ операторов в квантовой теории поля — произведение, в к-ром операторы расположены так, что временны́е компоненты их аргументов убывают слева направо. Х. п. двух операторов (*T*-произведение), по определению, есть

$$T(\varphi_1(x_1)\varphi_2(x_2)) = \theta(x_1^0 - x_2^0)\varphi_1(x_1)\varphi_2(x_2) + \theta(x_2^0 - x_1^0)\varphi_2(x_2)\varphi_1(x_1),$$

если хотя бы один из операторов $\varphi_i(x_i)$ — оператор бозонного поля, и

$$T(\varphi_1(x_1)\varphi_2(x_2)) = \theta(x_1^0 - x_2^0)\varphi_1(x_1)\varphi_2(x_2) - \theta(x_2^0 - x_1^0)\varphi_2(x_2)\varphi_1(x_1),$$

если $\varphi_i(x_i)$ — операторы фермионного поля; $\theta(x) = 1$, $x \geqslant 0$, $\theta(x) = 0$, $x \leqslant 0$, x_i^0 — нулевая (временна́я) компонента вектора x_i, $i = 1, 2$. Знак разности $(x_1^0 - x_2^0)$ не является лоренц-инвариантным, если точки x_1 и x_2 разделены пространственноподобным интервалом, однако в локальной теории (см. *Аксиоматическая квантовая теория поля*) само *T*-произведение лоренц-инвариантно. Это связано с тем, что, согласно аксиоме локальности, для таких точек равен нулю коммутатор полей $\varphi_i(x_i)$, если хотя бы одно из них — бозонное, либо равен нулю антикоммутатор, если оба поля фермионные.

T-произведение для *n* операторов поля определяется аналогично:

$$T(\varphi_1(x_1) \ldots \varphi_n(x_n)) = \varepsilon_F \varphi_{i_1}(x_{i_1}) \ldots \varphi_{i_n}(x_{i_n}), \quad (*)$$
$$x_{i_1}^0 > x_{i_2}^0 > \ldots > x_{i_n}^0; \ \varepsilon_F = 1,$$

когда число перестановок фермионных операторов с фермионными, необходимых для получения хронологического упорядочения операторов, чётно; $\varepsilon_F = -1$, если это число нечётно. В таком виде Х. п. было введено Дж. Виком (G. Wick). Ф. Дайсоном (F. Dyson) было дано определение Х. п. (*P*-произведения), отличающееся от определения Вика тем, что в ф-ле (*) отсутствует множитель ε_F.

Х. п. операторов входит в наиб. существенные ф-лы квантовой теории поля. Так, *редукционные формулы* связывают оператор S-матрицы с T-произведением токов взаимодействующих полей. S-матрица связана с лагранжианом $\mathscr{L}(x)$ посредством T-экспоненты: $S=T\exp\{i\int\mathscr{L}(x)dx\}$.

Важное значение в квантовой теории поля имеет *Вика теорема*, связывающая Х. п. операторов с их *нормальным произведением*.

Лит.: Вик Д., Вычисление матрицы столкновений, в сб.: Новейшее развитие квантовой электродинамики, [пер. с англ.], М., 1954; Бьёркен Дж. Д., Дрелл С. Д., Релятивистская квантовая теория, т. 2, пер. с англ., М., 1978; Боголюбов Н. Н., Ширков Д. В., Введение в теорию квантовых полей, 4 изд., М., 1984. *Ю. С. Вернов.*

ХРОНОСПЕКТРО́МЕТР — *спектральный прибор* для регистрации изменений спектров во времени и содержащий устройства быстрого циклического спектрального сканирования. Если последние отсутствуют, а развёртка во времени осуществляется для всех длин волн рабочего спектрального диапазона одновременно, то прибор наз. хроноспектрографом.

ХРУ́ПКОСТЬ — свойство материала разрушаться при небольшой (преим. упругой) *деформации* под действием напряжений, ср. уровень к-рых ниже предела текучести. Образование хрупкой трещины и развитие процесса хрупкого разрушения связаны с появлением малых локальных зон пластич. деформации (см. *Прочность твёрдых тел*). Относит. доля упругой и пластич. деформации при хрупком разрушении зависит от свойств материала (характера межатомных и межмолекулярных связей, микро- и кристаллич. структуры) и условий работы. Приложение растягивающих напряжений по трём гл. осям (трёхосное напряжённое состояние), концентрация напряжений в местах резкого изменения сечения детали, понижение темп-ры и увеличение скорости нагружения, а также повышение запаса упругой энергии нагруженной конструкции способствуют переходу материала в хрупкое состояние. Напр., существенно упругий материал мрамор, хрупко разрушающийся при растяжении, в условиях несимметричного по трём гл. осям сжатия ведёт себя как пластичный материал; чем выше концентрация напряжений, тем сильнее проявляется Х. материала, и т. д.

Условием роста хрупкой трещины является нарушение равновесия между освобождающейся при этом энергией упругой деформации и приращением полной поверхностной энергии (включая и работу пластич. деформации тонкого слоя, примыкающего к краю трещины). Хрупкая прочность элемента с трещиной обратно пропорциональна $\sqrt{l}$, где l — полудлина трещины.

Склонность материала к хрупкому разрушению оценивают обычно по температурным зависимостям работы разрушения или характеристикам пластичности, позволяющим определить критич. темп-ру хрупкости $T_{кр}$, т. е. темп-ру перехода из пластич. состояния в хрупкое. Чем выше $T_{кр}$, тем более материал склонен к хрупкому разрушению.

При рассмотрении макроскопич. закономерностей хрупкого разрушения необходимо учитывать две независимые характеристики — сопротивление пластич. деформации (предел текучести σ_s) и сопротивление хрупкому разрушению (хрупкая прочность, сопротивление отрыву $S_{от}$). При понижении темп-ры испытания, введении надрезов — концентраторов напряжения, увеличении скорости деформации σ_s возрастает быстрее, чем $S_{от}$, вследствие чего происходит переход от вязкого разрушения к хрупкому (рис.).

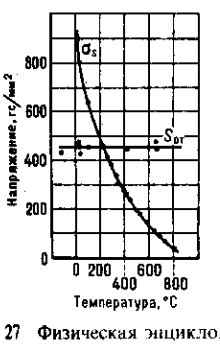


Схема перехода каменной соли из вязкого состояния в хрупкое при понижении температуры испытания на растяжение (по А. Ф. Иоффе).

Представление о возникновении хрупкого разрушения как результате небольшой предварит. пластич. деформации лежит в основе дислокац. теории разрушения. Зарождение хрупких трещин связывают с плоским скоплением линейных дефектов кристаллич. решётки — *дислокаций* — перед к.-л. препятствием, к-рым могут служить границы зёрен или субзёрен, разл. включения и т. п. При этом возникает высокая концентрация напряжений, пропорциональная касательному напряжению от внеш. нагрузки и длине скопления дислокаций.

Лит.: Дроздовский Б. А., Фридман Я. Б., Влияние трещин на механические свойства конструкционных сталей, М., 1960; Черепанов Г. П., Механика хрупкого разрушения, М., 1974; Разрушение, ред. Г. Либовиц, пер. с англ., т. 1—7, М., 1973—77.

В. И. Саррак.

ХУ́НДА ПРА́ВИЛО — правило для нахождения самых глубоких уровней энергии, соответствующих определённой электронной конфигурации атома при нормальной связи спиновых и орбитальных моментов образующих эти конфигурации электронов, когда уровни энергии характеризуются *квантовыми числами* S, L (см. *Атом, Атомные спектры*). В случае нормальной связи моментов (см. *Связь векторная*) при заданном квантовом числе S полного спинового момента атома и при заданном квантовом числе полного орбитального момента атома L получается спектральный терм ${}^{\varkappa}L$ с мультиплетностью $\varkappa=2S+1$ — совокупность уровней энергии с квантовыми числами J полного момента атома: $J=L+S$, $L+S-1$, ..., $|L-S|$. Расположение мультиплетных термов ${}^{\varkappa}L$ определяется электростатич. взаимодействиями электронов (много бо́льшими при нормальной связи, чем магн. взаимодействия) и, как следует из эксперим. данных и подтверждается мн. квантовомеханич. расчётами, термы, соответствующие определённой конфигурации, лежат, как правило, тем глубже, чем больше S, а при данном S имеют тенденцию лежать тем глубже, чем больше L.

Согласно Х. п., эмпирически установленному в 1925 Ф. Хундом (F. Hund), самый глубокий терм, соответствующий рассматриваемой электронной конфигурации, обладает наибольшим возможным значением S и наибольшим возможным для данного S значением L. Это правило всегда выполняется для нормальных электронных конфигураций, соответствующих наиб. прочной связи всех электронов и состоящих из эквивалентных электронов, и полностью подтверждается квантовомеханич. расчётами. Напр., для конфигурации p^2 получаются (при учёте *Паули принципа*) термы ${}^1S$, ${}^1D$, ${}^3P$, а для конфигурации d^2 — термы ${}^1S$, ${}^1D$, ${}^1G$, ${}^3P$, ${}^3F$; в первом случае самый глубокий терм, согласно Х. п., ${}^3P$, во втором — ${}^3F$.

Для данного терма ${}^{\varkappa}L$ уровни с различными J обладают разл. энергией — имеет место мультиплетное расщепление терма (при $S\leqslant L$ на $\varkappa=2S+1$ составляющих и при $S>L$ на $2L+1$ составляющих), обусловленное магн. *спин-орбитальным взаимодействием*. Расположение уровней определяется приближённым правилом интервалов, согласно к-рому расстояние между соседними уровнями с квантовыми числами J и $J+1$ пропорционально бо́льшему квантовому числу; напр., для уровней ${}^3P_0$, ${}^3P_1$, ${}^3P_2$ терма ${}^3P$ расстояние ${}^3P_2-{}^3P_1$ вдвое больше расстояния ${}^3P_1-{}^3P_0$. При этом в случае конфигураций, состоящих из эквивалентных электронов, для оболочек, заполненных меньше чем наполовину (напр., p^2, d^4, f^5), получаются нормальные мультиплетные термы, для к-рых уровни лежат тем глубже, чем меньше J, а для оболочек, заполненных больше чем наполовину, получаются обращённые мультиплетные термы, для к-рых уровни лежат тем глубже, чем больше J. Так, для нормального терма ${}^3P$ конфигурации p^2 самый глубокий уровень ${}^3P_0$, а для обращённого терма дополнит. конфигурации $p^4-{}^3P_2$.

Х. п. в сочетании с правилом нахождения наиб. глубокого уровня энергии для нормальных и обращённых мультиплетных термов (это правило иногда ошибочно наз. вторым Х. п.) позволяет определить для нормальной конфигурации атома самый глубокий (основной) уровень

энергии в тех случаях, когда в атоме частично заполнена наиб. слабо связанными электронами одна оболочка типа np^6, nd^{10} или nf^{14} (при наличии в атоме лишь полностью укомплектованных электронных оболочек осн. уровнем атома является уровень $^1S_0$, а при наличии одного внеш. электрона ns — уровень $^2S_{1/2}$). Ниже приведены самые глубокие уровни энергии $^{2s+1}L_J$ для конфигурации эквивалентных электронов:

p	p^2	p^3	p^4	p^5	d	d^2	d^3	d^4	d^5	d^6	d^7	d^8	d^9
$^2P^o_{1/2}$	$^3P_0$	$^4S^o_{3/2}$	$^3P_2$	$^2P^o_{3/2}$	$^2D_{3/2}$	$^3F_2$	$^4F_{3/2}$	$^5D_0$	$^6S_{5/2}$	$^5D_4$	$^4F_{9/2}$	$^3F_4$	$^2D_{5/2}$

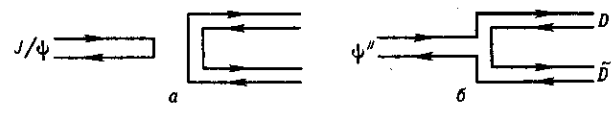
f	f^2	f^3	f^4	f^5	f^6	f^7	f^8	f^9	f^{10}	f^{11}	f^{12}	f^{13}
$^2F^o_{5/2}$	$^3H_4$	$^4I^o_{9/2}$	$^5I_4$	$^6H^o_{5/2}$	$^7F_0$	$^8S^o_{7/2}$	$^7F_6$	$^6H^o_{15/2}$	$^5I_8$	$^4I^o_{15/2}$	$^3H_6$	$^2F^o_{7/2}$

Отметим, что особенно глубоко (по сравнению с уровнями меньшей мультиплетности) лежат уровни $^4S_{3/2}$, $^6S_{5/2}$ и $^8S_{7/2}$ для оболочек p^6, d^{10} и f^{14}, заполненных как раз наполовину, т. е. для конфигураций p^3, d^5 и f^7.

Лит.: Hund F., Linienspektren und periodisches System der Elemente, B., 1927; Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Квантовая механика. Нерелятивистская теория, 4 изд., М., 1989; Ельяшевич М. А., Спектры редких земель, М., 1953; его же, Атомная и молекулярная спектроскопия, М., 1962; Собельман И. И., Введение в теорию атомных спектров, 2 изд., М., 1977. *М. А. Ельяшевич.*

Ц

ЦВЕ́ЙГА ПРА́ВИЛО [также правило Окубо — Цвейга — Иизуки (ОЦИ), или правило кварковых линий] в *кварковой модели* адронов — приближённое полуфеноменологическое правило, к-рое предлагает систематизацию относит. величин амплитуд распадов или реакций взаимодействия адронов, построенных из кварков разл. ароматов, в зависимости от топологич. свойств (свойств связности) кварковых диаграмм, изображающих рассматриваемые процессы. Наиб. степень подавления соответствует таким процессам и отвечающим им кварковым диаграммам, в к-рых линии кварков и антикварков, выходящих из одного и того же адрона, соединяются друг с другом и представляют собой блок, не связанный с остальной частью кварковой диаграммы (рис., *а*). В этом случае пара кварк — антикварк из одного и того же адрона исчезает (аннигилирует) в рассматриваемой реакции. Альтернативой этому процессу служит переход того же кварка и антикварка в другие адроны конечного состояния (рис., *б*).



Кварковые диаграммы, изображающие распады чармония: *а* — $J/\Psi \to$ адроны (ОЦИ-запрещённый переход); *б* — $\Psi'' \to D + \bar{D}$ (ОЦИ-разрешённый переход). Стрелка, направленная вспять по времени, изображает антикварк.

Ширина состояния чармония (см. *Кварконий*) $\Psi''(3770)$ с массой 3770 МэВ, для к-рого энергетически возможен ОЦИ-разрешённый распад на пару очарованных D-мезонов, приблизительно в 500 раз больше ширины ОЦИ-запрещённого распада J/Ψ (3096) в адроны, не содержащие тяжёлых $c\bar{c}$-кварков в силу закона сохранения энергии. Качественным объяснением резкого подавления аннигиляции пары тяжёлых $c\bar{c}$-кварков в промежуточном состоянии является *асимптотическая свобода* квантовой хромодинамики, т. е. уменьшение эфф. взаимодействия кварков с глюонами на малых расстояниях. Константа кварк-глюонного взаимодействия на расстоянии порядка 0,1 Фм, т. е. порядка комптоновской длины волны тяжёлого c-кварка, имеет величину $\alpha_s \simeq 0{,}2$—$0{,}3$, что заметно меньше единицы. Вместе с тем полного объяснения разной степени нарушения правила ОЦИ в разл. процессах с участием лёгких u-, d-, s-кварков на основе квантовой хромодинамики пока нет.

Лит.: Okubo S., φ-Meson and unitary symmetry model, «Phys. Lett.», 1963, v. 5, p. 165; Zweig G., Fractionally charged particles and SU (6), in: Symmetries in elementary particle physics, N. Y., 1965, p. 192; Iizuka J., A systematics and phenomenology of meson family, «Progr. Theor. Phys. Suppl.», 1966, v. 37—38, p. 21; Вайнштейн А. И. [и др.], Чармоний и квантовая хромодинамика, «УФН», 1977, т. 123, с. 217; Вайнштейн А. И. [и др.], Квантовая хромодинамика и масштабы адронных масс, «ЭЧАЯ», 1982, т. 13, с. 542. *С. Б. Герасимов.*

ЦВЕТ — один из признаков объектов, воспринимаемый человеком в виде осознанного зрительного ощущения. В процессе зрительного восприятия человек «присваивает» объекту тот или иной Ц. В большинстве случаев цветовое ощущение возникает в результате воздействия на глаз цветового стимула — *видимого излучения* (воспринимаемого глазом эл.-магн. излучения с длинами волн λ от 380 до 760 нм). Иногда цветовое ощущение появляется без участия света — при давлении на глазное яблоко, ударе, электрич. раздражении и т. д., а также при мысленной ассоциации с др. ощущениями — звука, тепла и др. — и в результате работы воображения. Разл. цветовые ощущения вызывают разноокрашенные предметы, их разноосвещённые участки, источники света и создаваемое ими освещение. Даже при одинаковом спектральном составе потоков излучения восприятия Ц. могут различаться в зависимости от того, попадает ли в глаз излучение от источников света или от несамосветящихся объектов. Осн. долю предметов, вызывающих ощущения Ц., составляют несамосветящиеся тела, к-рые лишь отражают или пропускают свет, излучаемый источниками. В общем случае Ц. предмета обусловлен следующими факторами: его окраской и свойствами его поверхности; оптич. свойствами источников света и среды, через к-рую свет распространяется; свойствами зрительного анализатора и особенностями ещё недостаточно изученного психофизиологич. процесса переработки зрительных впечатлений в мозговых центрах.

Эффект принадлежности цвета. Эволюционно способность к восприятию Ц. развилась для целей идентификации предметов окружающего мира и их перемещений в пространстве, помогая обнаруживать и опознавать их по окраске при разл. освещении. Необходимость распознавания объектов явилась гл. причиной того, что их Ц. определяются в осн. их окраской и в привычных для человека условиях наблюдения лишь в малой степени зависят от освещения (за счёт бессознательно вносимой наблюдателем поправки на освещение). Напр., зелёная листва деревьев признаётся зелёной даже при красноватом освещении на закате. Оговорка о привычных (в широком смысле) условиях наблюдения весьма существенна; если сделать их резко необычными, суждения человека о Ц. предметов становятся неуверенными или ошибочными. Так, описания и попытки воспроизведения Ц. так называемых космических зорь, сделанные разными космонавтами, сильно отличались одно от другого и от Ц. этих зорь, зафиксированных объективными методами цветной фотографии. Вырабатывающееся и закрепляющееся в человеческом сознании устойчивое представление об определённом Ц. как неотъемлемом признаке привычных объектов наблюдения наз. «эффектом принадлежности Ц.» или «явлением константности Ц.». Эта психологич. особенность зрительного восприятия наиб. сильно проявляется при рассматривании несамосветящихся предметов и обусловлена тем, что в повседневной жизни мы одновременно рассматриваем совокупности предметов, подсознательно сравнивая их Ц., либо сравниваем цветовые ощущения от разноокрашенных или разноосвещённых участков этих предметов. Эффект принадлежности Ц. несамосветящихся объектов настоль-

ко значителен, что даже в неблагоприятных условиях наблюдения Ц. предмета осознаётся в результате опознания предмета по др. признакам. Наименования мн. Ц. произошли от назв. объектов, окраска к-рых сильно выражена: малиновый, розовый, изумрудный. Нередко даже Ц. источника света описывается Ц. к.-л. характерного несветящегося объекта: «кроваво-красный» диск Солнца. Эффект принадлежности Ц. не столь силён для источников света, поскольку в обычных (не связанных с производством) условиях их редко сопоставляют с др. источниками и зрительный анализатор в значит. степени адаптируется к условиям освещения.

Основы и особенности цветового восприятия. Восприятие Ц. может частично меняться в зависимости от психофизиологич. состояния наблюдателя, напр. усиливаться в опасных ситуациях, уменьшаться при усталости и т. д. Несмотря на адаптацию глаза к условиям освещения, восприятие Ц. может заметно отличаться от обычного при изменении интенсивности излучения (того же спектрального состава) — явление, открытое В. Бецольдом (W. Bezold) и Э. Брюкке (E. Brücke) в 1870-х гг. Изменчивость восприятия Ц. наглядно демонстрируется в т. н. бинокулярной колориметрии, основанной на независимой адаптации одного глаза от другого. Всё это указывает на ведущую роль мозговых центров, ответственных за восприятие Ц., и степени их тренированности (при неизменном фотохим. аппарате цветового зрения).

Ц. излучений, длины волн к-рых расположены в диапазоне видимого света в определ. интервалах около к.-л. монохроматич. излучения, наз. спектральными Ц. Излучения с λ от 380 до 490 нм имеют фиолетовый и синий Ц., от 490 до 510 нм — сине-зелёный, от 510 до 550 нм — зелёный, от 550 до 590 нм — жёлтый, от 590 до 630 — оранжевый, от 630 до 760 нм — красный (в более мелких участках этих интервалов Ц. излучений соответствуют разл. оттенкам указанных Ц.).

Развитие способности к ощущению Ц. эволюционно обеспечивалось формированием спец. системы цветового зрения, включающей два типа светочувствительных рецепторов — колбочки и палочки. Колбочки расположены в центре сетчатки глаза и имеют максимумы чувствительности в трёх разных спектральных участках — красном, зелёном и синем. Палочки, расположенные в осн. на периферии сетчатки, обладают преимущественной чувствительностью только в сине-зелёной области спектра; но палочки, в отличие от колбочек, имеют значительно большую светочувствительность и создают ощущение чёрно-белых (ахроматических) тонов. Они обеспечивают чёрно-белое «ночное видение» и зачернение хроматич. тонов в тенях при сумеречном зрении. Поэтому чёрно-белые фотографич. и др. изображения психологически приемлемы. Суммарная спектральная чувствительность глаза, обусловленная действием фоторецепторов обоих типов, максимальна в жёлто-зелёной области ($\lambda \approx 555$ нм), а при понижении освещённости смещается в палочковую сине-зелёную область спектра.

Цветное зрение формируется четырьмя типами фоторецепторов, различающимися спектральной чувствительностью. Однако все реальные Ц. удаётся представить алгебраич. суммой трёх осн. Ц.: синего, зелёного и красного. Возможность представления цветовых стимулов реальных Ц. трёхмерным вектором доказана Грассманом (H. Grassmann) в 1853. Вектор ахроматич. тонов выражается суммой координат трёх хроматич. излучений, взятых в определ. пропорции; это используется для формирования чёрно-белых сигналов в электронных методах преобразования изображений.

Цветовой тон, насыщенность и светлота. При уточнённом качеств. описании Ц. используют его три субъективных атрибута: цветовой тон (ЦТ), насыщенность и светлоту. Разделение признака Ц. на эти взаимосвязанные компоненты есть результат мысленного процесса, существенно зависящего от навыка и обучения. Наиб. важный атрибут Ц. — ЦТ («оттенок цвета») — ассоциируется в человеческом сознании с обусловленностью окраски предмета определ. типом пигмента, краски, красителя. Насыщенность характеризует степень, уровень, силу выражения ЦТ. Этот атрибут в человеческом сознании связан с кол-вом (концентрацией) пигмента, краски, красителя. Серые тона наз. ахроматическими (бесцветными) и считают, что они не имеют насыщенности и различаются лишь по светлоте. Светлоту сознание обычно связывает с количеством чёрного или белого пигментов, реже с освещённостью. Светлоту окрашенных объектов оценивают, сопоставляя их с ахроматич. объектами. Ахроматичность несамосветящихся объектов обусловлена более или менее равномерным, одинаковым отражением ими излучений всех длин волн в пределах видимого спектра. Ц. ахроматич. поверхностей, с коэф. отражения близким к единице, наз. «белым». Несмотря на то что по такому определению белыми могут оказаться предметы, к-рые при непосредств. сравнении дают разные цветовые ощущения, среди ахроматичных Ц. несамосветящихся объектов белый Ц. занимает исключит. положение. Поверхности с белой окраской часто служат своеобразными эталонами: они всегда сразу узнаются и именно сопоставление с ними, наряду с адаптацией глаза, позволяет бессознательно вводить поправку на освещение. Даже если наблюдаются только белые предметы, по ним опознаётся Ц. самого освещения.

Насыщенность и светлота Ц. несамосветящихся предметов в нашем сознании взаимосвязаны, т. к. усиление поглощения при увеличении концентрации красителя всегда сопровождается объективным уменьшением интенсивности отражённого света, что вызывает ощущение уменьшения светлоты. Так, роза более насыщенного пурпурного Ц. воспринимается более тёмной, чем роза с тем же, но менее выраженным ЦТ.

Цветовое восприятие и измерение цвета. Одноврем. рассматривание одних и тех же несамосветящихся предметов и источников света неск. наблюдателями с нормальным цветовым зрением (в одинаковых условиях рассматривания) позволяет установить однозначное соответствие между спектральным составом сравниваемых излучений и вызываемыми ими цветовыми ощущениями. На этом основана колориметрия. Хотя такое соответствие и однозначно, но не взаимооднозначно: одинаковые ощущения Ц. могут вызываться потоками излучений разл. спектрального состава. Ц. излучений разного спектрального состава, к-рые при одинаковых условиях рассматривания визуально воспринимаются одинаковыми, наз. метамерными или метамерами. Метамерия Ц. увеличивается с уменьшением его насыщенности, становясь наибольшей для белых Ц. Любые два излучения, создающие в смеси белый Ц., наз. *дополнительными цветами.*

Существует много определений Ц., но даже в лучших из них (с колориметрич. точки зрения) часто опускается упоминание о том, что однозначность ощущений достигается лишь при стандартизованных условиях наблюдения, освещения и т. д., не учитывается изменение восприятия Ц. при изменении интенсивности излучения того же спектрального состава, не принимается во внимание *цветовая адаптация* глаза и др. Поэтому многообразие цветовых ощущений, возникающих при реальных условиях освещения, вариациях угл. размеров сравниваемых по Ц. элементов, при фиксации на разных участках сетчатки, разных психофизиологич. состояниях наблюдателя и т. д., всегда богаче колориметрич. цветового многообразия. Напр., Ц., к-рые в повседневной жизни воспринимаются (в зависимости от светлоты) как бурые, каштановые, коричневые, шоколадные и т. п., в колориметрии одинаково определяются как оранжевые или жёлтые. В одной из лучших попыток определения Ц., принадлежащей Э. Шрёдингеру (E. Schrödinger), трудности задачи снимаются простым отсутствием к.-л. указаний на зависимость цветовых ощущений от многочисл. конкретных условий наблюдения. По Шрёдингеру, Ц. есть свойство спектрального состава излучений, общее всем излучениям, в т. ч. и визуально неразличимым для человека.

В колориметрии Ц. количественно выражают совокупностью трёх чисел, характеризующих цветовой стимул. Существует много систем, отличающихся методикой определения таких трёх чисел (см. *Колориметрия*). Напр., существует инструментально-расчётный метод, при к-ром цветовой тон выражается через объективно определяемую длину волны излучения, воспроизводящего (в смеси с белым Ц.) измеряемый Ц.; насыщенность Ц. выражается через его чистоту (соотношение интенсивностей монохроматич. и белого Ц. в смеси), а светлота — через объективно устанавливаемую яркость измеряемого излучения, определяемую экспериментально или рассчитываемую по кривой *спектральной световой эффективности* излучения.

В колориметрии особое значение придают измерению спектральных Ц. и определению по ним т. н. кривых сложения, характеризующих спектральную чувствительность зрительного анализатора кол-вами трёх излучений, смешение к-рых порождает определ. цветовое ощущение заданного монохроматич. излучения. По кривым сложения определяются оптимальные спектральные чувствительности для цветоделительных приёмников в процессах воспроизведения цветных изображений, а также оптимальные кривые спектрального поглощения для красок цветового синтеза.

Все способы измерения Ц. сводятся к шкалам наименований (см. *Шкала измерений*). Количественное выражение субъективных атрибутов Ц. неоднозначно, поскольку оно сильно зависит от различия между конкретными условиями рассматривания объектов и стандартизованными колориметрическими. Поэтому, в частности, имеется много формул, по к-рым рассчитывают светлоту и цветовые различия. Первое матем. представление цветового различия «линейным дифференциальным элементом» ds предложено Г. Гельмгольцем (H. Helmholtz) в 1852. Он объединил трёхмерное цветовое выражение (RGB) с психофизиологич. законом восприятия Вебера — Фехнера, согласно к-рому приращение ощущения прямо пропорционально относит. приращению стимула:

$$3\,(ds)^2 = \left(\frac{dR}{R}\right)^2 + \left(\frac{dG}{G}\right)^2 + \left(\frac{dB}{B}\right)^2.$$

Совр. ф-лы цветовых различий позволяют учитывать психофизиологич. эффекты одновременного цветового контраста (взаимного усиления контраста близко расположенных Ц.).

Аномалии цветового зрения и влияние освещения. Наблюдатель с нормальным цветовым зрением при сопоставлении различно окрашенных предметов или разных источников света может различать большое кол-во Ц. Натренированный наблюдатель различает по ЦТ ок. 150 Ц., по насыщенности ок. 25, по светлоте от 64 при высокой освещённости до 20 при пониженной. При аномалиях цветового зрения различается меньшее число Ц. Ок. 90% всех людей обладают нормальным цветовым зрением и ок. 10% — частично или полностью цветнослепые. Характерно, что из этих 10% людей с аномалиями цветового зрения 95% — мужчины. Существует три вида таких аномалий: краснослепые (протанопы) не отличают красных Ц. от близких к ним по светлоте ахроматич. Ц. и дополнительных по ЦТ тёмно-голубых Ц.; зелёнослепые (дейтеранопы) не отличают или плохо отличают зелёные Ц. от близких к ним по светлоте ахроматич. Ц. и дополнительных пурпурных Ц.; синеслепые (тританопы) не отличают синих Ц. от близких по светлоте ахроматических и дополнительных тёмно-жёлтых Ц. Очень редки случаи полной цветовой слепоты, когда воспринимаются лишь ахроматич. образы. Аномалии цветового зрения не мешают нормальной трудовой деятельности при условии, что к ряду профессий цветнослепые не должны допускаться.

Адаптация зрения обеспечивает опознание предметов по Ц. (за счёт эффекта принадлежности Ц.) при вариациях условий освещения в весьма широких пределах. Вместе с тем при изменении спектрального состава освещения визуально воспринимаемые различия между одними Ц. усиливаются, а между другими ослабевают. Напр., при желтоватом освещении, создаваемом лампами накаливания, синие и зелёные ЦТ различаются хуже, чем красные и оранжевые, а при синеватом освещении в пасмурную погоду, наоборот, хуже различаются красные и оранжевые ЦТ. При слабом освещении все Ц. различаются хуже и воспринимаются менее насыщенными и зачернёнными (эффект сумеречного зрения). При очень сильном освещении Ц. воспринимаются менее насыщенными и «разбелёнными». Эти особенности зрительного восприятия широко используются в изобразит. искусстве для создания иллюзии того или иного освещения.

Цветовая адаптация к условиям освещения и разрешающая способность цветного зрения обусловлены непрерывным движением глаза и соответствующим процессом восстановления расходуемого светочувствительного вещества. Глаз совершает три вида движений: саккада — целенаправленное перемещение взгляда на 10—30′ по деталям рассматриваемого предмета; дрейф — медленное, почти линейное движение, необходимое для восстановительного процесса; тремор (дрожание) — синусоидальное движение с частотой ок. 50 Гц и амплитудой до 1′ (1—2 мкм на сетчатке). Полупериод тремора определяет временну́ю разрешающую способность зрения. Размах тремора и соответствующие размеры рецепторов ограничивают пространственную разрешающую способность глаза 1—2′. Благодаря движению глаза и линзово-растровой структуре сетчатки кодирование зрительных ощущений яркости и Ц. осуществляется частотой и фазой электрич. сигналов, образующихся в сетчатке, с одновременной адаптацией к условиям освещения.

Лит.: Гуревич М. М., Цвет и его измерение, М.—Л., 1950; Ивенс Р.-М., Введение в теорию цвета, пер. с англ., М., 1964; Артюшин Л. Ф., Основы воспроизведения цвета в фотографии, кино и полиграфии, М., 1970; Джадд Д., Вышецки Г., Цвет в науке и технике, пер. с англ., М., 1978. *Л. Ф. Артюшин.*

ЦВЕТ кварка, глюона (англ. colour) — условное, введённое М. Гелл-Манном (M. Gell-Mann) наименование особой дополнит. характеристики *кварков* и *глюонов*, определяющей их внутр. состояние. Кварки могут находиться в трёх разл. цветовых состояниях вне зависимости от своих ароматов. С возможностью преобразования цветовых состояний кварков связана *цветовая симметрия* $SU(3)$. Требование локальной *калибровочной инвариантности* теории кварков относительно таких преобразований приводит к предположению о существовании цветных калибровочных полей — глюонов, к-рые могут находиться в восьми разл. цветовых состояниях. Взаимодействие цветных кварков и глюонов описывается *квантовой хромодинамикой* (КХД).

Введение цветовой степени свободы кварков было вызвано необходимостью согласования подчинения кварков ферми-статистике (как частиц со спином половина) с возможностью помещения трёх кварков одинакового аромата в одно и то же квантовомеханич. состояние внутри барионов. Первоначально наличие у кварков дополнит. степени свободы было постулировано в неявном виде О. Гринбергом (O. W. Greenberg), предположившим в 1964 подчинение кварков парафермионной статистике третьего порядка (см. *Парастатистика*). В явной форме наличие цвета у кварков было предположено Н. Н. Боголюбовым, Б. В. Струминским и А. Н. Тавхелидзе и независимо М. Ханом (M. Y. Han) и И. Намбу (Y. Nambu), П. Фройндом (P. Freund), И. Миямото (Y. Miyamoto) в 1965.

Весьма правдоподобным, хотя не доказанным строго, выглядит предположение о невозможности существования цветных (несинглетных) систем кварков и глюонов в асимптотически свободных состояниях. По этой причине проявление цветовых степеней свободы, скрытых внутри бесцветных (синглетных) адронов, носит опосредствованный характер при сравнении результатов теоретич. расчётов, выполненных в рамках тех или иных приближений КХД, с эксперим. данными. Наиб. ярким их проявлением было

бы обнаружение экзотических (необычных) адронов, многокварковых систем со «скрытым цветом», т. е. не имеющих бесцветных подструктур, *глюболов* — мезонов, валентными (несущими осн. характеристики системы) составляющими к-рых являются одни лишь глюоны, гибридов — мезонов и барионов, валентными составляющими к-рых являются кварки и глюоны. Скорее всего, в чистом виде такие состояния не реализуются, но могут существовать в смешанном виде с обычными мезонами или барионами, имеющими те же самые квантовые числа. По этой причине их обнаружение представляет значит. трудности. В экспериментах по поиску таких необычных адронных состояний их наличие с достаточной надёжностью до сих пор не установлено.

Лит.: Говорков А. Б., Цветные степени свободы в физике адронов, «ЭЧАЯ», 1977, т. 8, № 5, с. 1056; Окунь Л. Б., Лептоны и кварки, 2 изд., М., 1990; Намбу Е., Кварки, пер. с япон., М., 1984; Хелзен Ф., Мартин А., Кварки и лептоны, пер. с англ., М., 1987. *А. Б. Говорков.*

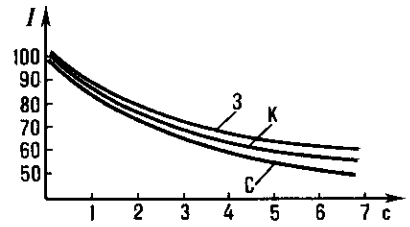
ЦВЕТНА́Я СИММЕ́ТРИ́Я — обобщение понятия *антисимметрии* на случай, когда добавочная дискретная негеом. переменная (напр., спин), характеризующая наряду с тремя геом. (пространственными) координатами симметрию физ. объектов, может принимать не два, а три и более значений. Представление о Ц. с. введено и разработано Н. В. Беловым в 1950-х гг. Группы Ц. с. строятся аналогично группам антисимметрии как обобщения точечных, пространственных и иных групп.

Лит.: Современная кристаллография, т. 1, М., 1979, гл. 2.

ЦВЕТОВА́Я АДАПТА́ЦИЯ — процесс приспособления работы зрительного механизма к условиям изменённой цветности освещения наблюдаемых объектов. Ц. а. состоит в следующем. При изменении цвета освещения от естественного дневного, напр., к свету ламп накаливания изменяются цвета наблюдаемых предметов: зелёные предметы при смене освещения отражают жёлто-зелёное излучение, пурпурные — более красное. Однако эти изменения цвета предмета, заметные в первый момент, постепенно исчезают, и спустя нек-рое время кажется, что цвет предметов не изменился. Постепенно зрительный механизм привыкает к новому освещению, адаптируется, и примерно через 5 мин цвет излучения, отражённого от предмета, воспринимается приблизительно таким же, как при дневном освещении. Однако адаптация обычно не бывает полной. Так, напр., пурпурный цвет не утрачивает полностью ту долю красного, к-рый он приобрёл при переходе от дневного света к освещению лампой накаливания.

Сдвиг цвета предмета, воспринимаемый после изменения цвета освещения, определяется колориметрическим и адаптационным сдвигами. Колориметрический сдвиг происходит в результате изменения спектрального распределения излучения, отражённого от предмета, при новом освещении. Это изменение приводит к изменению цветности и яркости цветовых стимулов предметов и соответствует тому, что мы видим в первое мгновение при смене освещения. Адаптационный сдвиг вызывается Ц. а. и направлен в сторону первонач. цвета предмета в предшествующем освещении. Количественно величину адаптационного сдвига можно выразить в единицах колориметрич. системы (координатах цветности x, y и коэф. яркости Y; см. *Колориметрия*) или в единицах психофизиологич. шкалы (цветовой тон, светлота и насыщенность; см. *Цвет*). Существует ряд методов для эксперим. измерения Ц. а., из к-рых наиб. известны метод памяти на цвета, метод бинокулярного уравнивания и метод локальной адаптации.

В наиб. распространённой трёхкомпонентной теории цветового зрения (ЦЗ) Ц. а. принято считать следствием уменьшения чувствительности одного или двух из трёх обеспечивающих ЦЗ независимых фоторецепторов (колбочек) сетчатки глаза, максимумы спектральной чувствительности к-рых расположены в красном (К), зелёном (З) и синем (С) участках спектра видимого излучения. Обычно понижение чувствительности рецепторов К, З и С объясняют разл. степенью их утомления в предадаптационный период, к-рый зависит от времени воздействия на них цветного излучения. На рис. показан характер Ц. а. для К,



З и С рецепторов. Из графика видно, что скорость падения относит. чувствительности I (в %) к разным цветам различна. При Ц. а. восприятие цветов «смещается» в сторону *дополнительного цвета*; напр., после возбуждения глаза красным цветом ахроматич. цвета (белые и серые) представляются зеленоватыми, после возбуждения синим цветом — желтоватыми и т. д.

Ц. а. ещё недостаточно изучена, и не все экспериментально наблюдаемые явления, связанные с ней, могут быть прямо истолкованы в рамках трёхкомпонентной теории цветового зрения.

Лит.: Ивенс Р.-М., Введение в теорию цвета, пер. с англ., М., 1964; Джадд Д., Вышецки Г., Цвет в науке и технике, пер. с англ., М., 1978; Справочник по инженерной психологии, под ред. Б. Ф. Ломова, М., 1982. *Н. А. Валюс.*

ЦВЕТОВА́Я СИММЕ́ТРИ́Я (симметрия $SU(3)_c$) — инвариантность (независимость) состояний кварковых систем относительно преобразований в трёхмерном комплексном пространстве цветовых состояний кварков (см. *Цвет* кварка, глюона), образующих специальную (с определителем, равным 1) группу унитарных преобразований. Если цветовой индекс волновой ф-ции кварка q считать принимающим просто три значения $\alpha = 1, 2, 3$, то такие преобразования записываются в виде

$$q'_\alpha = \sum_{\beta=1}^{3} u_{\alpha\beta} q_\beta$$

при условии

$$\sum_{\alpha=1}^{3} u_{\alpha\beta} u^*_{\alpha\gamma} = \delta_{\beta\gamma},$$

где (*) означает комплексное сопряжение, $\delta_{\beta\gamma}$ — *Кронекера символ* и $\mathrm{Det}\, u_{\alpha\beta} = 1$.

Переход от глобальной Ц. с. к локальной калибровочной группе $SU(3)$ с коэф. преобразований, зависящими от точки пространства-времени, привёл к формулировке *квантовой хромодинамики* (КХД) — калибровочно-инвариантной (см. *Калибровочная инвариантность*) теории взаимодействия цветных кварков и глюонов, заменившей собою прежнюю мезонную теорию сильных взаимодействий адронов.

В отличие от симметрии ароматов и симметрии электрослабых взаимодействий, Ц. с. предполагается совершенной, т. е. не нарушаемой никаким образом. По этой причине глюоны остаются безмассовыми частицами.

Ц. с. входит как независимая часть в стандартную модель сильных и электрослабых взаимодействий, основанную на прямом произведении соответствующих симметрий $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$. Ожидается, что при больших энергиях $\geqslant 10^{15}$ ГэВ (малых расстояниях) взаимодействия лептонов и кварков происходит *великое объединение* этих симметрий в единую калибровочную теорию, из к-рой они выделяются посредством *спонтанного нарушения симметрии*, соответствующей этому объединению.

Лит. см. при статьях *Квантовая хромодинамика*, *Цвет* кварка, глюона. *А. Б. Говорков.*

ЦВЕТОВА́Я ТЕМПЕРАТУ́РА ($T_{цв}$) — физ. параметр оптич. излучения, определяемый как темп-ра *абсолютно чёрного тела*, при к-рой его излучение имеет ту же цветность (см. *Колориметрия*), что и рассматриваемое излучение. При этом относительные спектральные распределения соответствующих излучений могут различаться, но должны быть метамерными (см. *Цвет*). Для *серого тела* эти распределения в видимой области спектра совпадают, а Ц. т. наз. также темп-рой распределения. Понятие Ц. т. применяется в астрофизике, колориметрии и оптич. пирометрии.

А. С. Дойников.

ЦВЕТОВО́Й ЗАРЯ́Д — параметр, определяющий сильное взаимодействие кварков и глюонов в квантовой хромодинамике. Ц. з. во многих отношениях аналогичен электрич. заряду. В частности, благодаря калибровочной симметрии, с к-рой связано появление Ц. з., он может служить мерой нек-рой сохраняющейся величины. Величина эффективного Ц. з. существенно зависит от расстояния до «цветной» частицы, однако, в отличие от электрического, он не может быть измерен «на бесконечности», т. к. ввиду предполагаемого удержания цвета не существует статич. глюонного поля. Измерение Ц. з. в глубоко неупругих процессах на расстоянии порядка комптоновской длины волны протона приводит к значению, в 40—50 раз превышающему величину элементарного электрич. заряда. *А. В. Ефремов.*

ЦВЕТОВО́Й КОНТРА́СТ — 1) зависимость цвета наблюдаемого поля от окружающего фона. Различают одновременный и последовательный Ц. к. Одновременный Ц. к. состоит в том, что цвет наблюдаемого поля (объекта) зависит от цвета непосредственно окружающего его фона. При последовательном Ц. к. цвет объекта оказывается зависящим от цвета фона, к к-рому перед этим был адаптирован глаз.

Изменения цвета наблюдаемого поля при Ц. к. состоят в изменении либо яркости, либо насыщенности, либо цветового тона (см. *Цвет*), но обычно меняются все три характеристики. Цвета изменяются в сторону наиб. удаления друг от друга. Ахроматич. цвета поля на тёмном фоне становятся более яркими, на светлом фоне они темнеют. Цветовой тон ахроматич. полей на окрашенном поле приобретает цветовой тон, близкий к *дополнительному цвету* фона, несколько сдвигаясь в сторону к красному. Так, напр., парам дополнит. цветов синий — жёлтый, жёлтый — синий соответствуют пары цветов, возникающих при Ц. к.: синий — оранжевый, жёлтый — фиолетовый.

Ц. к. растёт с величиной и насыщенностью раздражителя, вызывающего его. Ц. к. зависит также от соотношения светлот поля и фона. Наиб. Ц. к. имеет место при приблизительно одинаковых светлотах поля и фона, когда поле несколько светлее фона. Он более заметен при рассматривании периферич. участками глаза, чем при прямом наблюдении. Ц. к. уменьшается и исчезает, если рассматриваемое поле отделено от фона чёрным контуром.

Одновременный Ц. к. объясняется тем, что при освещении к.-л. участка сетчатки светом определ. цвета увеличивается чувствительность зоны, окружающей этот участок сетчатки, к лучам дополнит. цвета. Наиб. контрастирующими парами цветов поле — фон являются: синий на белом, чёрный на жёлтом (и наоборот), зелёный на белом, чёрный на белом, зелёный на красном, красный на жёлтом и т. д.

Последовательный Ц. к. обусловлен появлением образов, возникающих после фиксации глазом нек-рого цветного поля и имеющих цвет, контрастирующий с цветом рассматриваемого поля, близкий к дополнит. цвету этого поля. Так, напр., если наблюдать в течение 10—15 с квадрат, состоящий из четырёх цветных квадрантов — красного, жёлтого, зелёного и синего, фиксируя взглядом центр квадрата, а затем рассматривать белое поле также с фиксацией его центра, то почти мгновенно на фоне белого поля появляется последовательный образ квадрата с квадрантами, окрашенными в дополнит. цвета: сине-зелёный, пурпурно-синий, пурпурно-красный и оранжевый. Появившийся образ не имеет объективного характера, движется по белому полю вместе с движением глаз и по истечении короткого времени исчезает.

При рассматривании предметов в сложной цветовой обстановке глаза постоянно перебегают с одних цветовых пятен на другие, при этом действует как одновременный, так и последовательный Ц. к., к-рые мгновенно и весьма существенно влияют на восприятие цвета. Только за счёт Ц. к. удаётся на сером экране телевизора создавать цветовые поля чёрного, коричневого, пурпурного и ряда др. цветов, не имеющих аналогов в спектре источников излучений.

2) В *колориметрии* Ц. к. называется мин. число порогов цветоразличения E, отделяющих два сравниваемых цвета. Под порогом цветоразличения понимается допустимое отклонение величин физ. параметров, определяющих данный цвет по цветовому тону, по насыщенности и по яркости, в пределах к-рых визуально воспринимаемый цвет остаётся неизменным.

Величина порогов в разл. областях спектра различна. Слабее всего цветовые тона различаются на концах спектра (т. е. в сине-фиолетовой и красной областях), где порог цветоразличения по тону составляет 4—6 нм и более. В ср. части спектра от зелёных до оранжевых тонов (500—600 нм) порог имеет наименьшую величину 1—2 нм. При постоянной яркости спектра во всём видимом диапазоне глаз различает до 150 цветовых тонов (см. *Цвет*).

При постоянном уровне адаптации глаза общее число цветовых различий (с учётом цветового тона, насыщенности и светлости цвета), воспринимаемых человеком, составляет ок. 10^5 оттенков.

Лит.: Джадд Д., Вышецки Г., Цвет в науке и технике, пер. с англ., М., 1978; Шашлов Б. А., Цвет и цветовоспроизводство, М., 1986.

Н. А. Валюс.

ЦЕ́ЗИЕВАЯ А́ТОМНО-ЛУЧЕВА́Я ТРУ́БКА — см. в ст. *Цезиевый эталон частоты.*

ЦЕ́ЗИЕВЫЙ ЭТАЛО́Н ЧАСТОТЫ — пассивный *квантовый стандарт частоты.* В 1964 Международным комитетом по вопросам мер и весов признан первичным стандартом (эталоном) частоты, по отношению к к-рому стандарты др. типов являются вторичными.

Гл. частью Ц. э. ч. является т. н. атомно-лучевая трубка, в одном конце к-рой расположен источник атомов (полость, наполненная Cs, рис. 1, соединённая с остальной

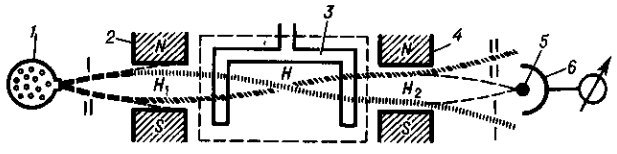


Рис. 1. Схема атомно-лучевой цезиевой трубки: *1* — источник пучка; *2* и *4* — отклоняющие магниты; *3* — объёмный резонатор; *5* — раскалённая вольфрамовая проволочка (детектор); *6* — коллектор ионов.

трубкой узким каналом или системой параллельных капилляров). Жидкий Cs поддерживается при темп-ре ок. 100 °С, когда давление паров ещё мало и атомы, вылетая из источника, формируются в слаборасходящийся пучок (см. *Молекулярные и атомные пучки*). В противоположном конце трубки расположен детектор атомов Cs, состоящий из раскалённой вольфрамовой проволочки *5* и коллектора *6*. Как только атом касается проволочки, он отдаёт ей электрон и в виде иона притягивается к коллектору. В цепи между коллектором и проволочкой возникает электрич. ток, пропорц. интенсивности цезиевого пучка (детектор с поверхностной ионизацией).

По пути от источника к детектору пучок атомов пересекает два постоянных неоднородных магн. поля H_1 и H_2. Поле H_1 (рис. 2) расщепляет пучок на 16 пучков, в к-рых летят атомы, находящиеся на разных энергетич. уровнях (осн. уровень Cs расщепляется в магн. поле на 16 магн. подуровней, см. *Зеебека эффект*). Для семи из них энергия атома возрастает с увеличением поля, для других семи

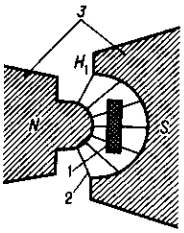


Рис. 2. Пучок атомов Cs в неоднородном магнитном поле H_1: *1* — сечение пучка (атомы летят в направлении, перпендикулярном плоскости рис.); *2* — силовые линии поля; *3* — полюсные наконечники.

убывает, а для двух почти не зависит от поля. При этом семь пучков отклоняются в сторону более сильного поля (к N), семь — в сторону уменьшения поля (к S), а два пучка с энергией $\mathscr{E}_1$ и $\mathscr{E}_2$ летят, почти не отклоняясь, и попадают в поле H_2. Поле H_2 направляет (фокусирует) на детектор только атомы с энергией, соответствующей одному из пары уровней $\mathscr{E}_1$, $\mathscr{E}_2$, отклоняя в сторону атомы с энергией, соответствующей другому уровню. В промежутке между полями H_1 и H_2 атомы пролетают через объёмный резонатор, в к-ром возбуждаются эл.-магн. колебания с частотой, отвечающей переходам $\mathscr{E}_2 \leftrightarrows \mathscr{E}_1$. Если под влиянием эл.-магн. поля атом Cs с энергией $\mathscr{E}_1$ перейдёт в состояние $\mathscr{E}_2$ или атом с энергией $\mathscr{E}_2$ в состояние $\mathscr{E}_1$, то поле H_2 направит их от детектора, ток детектора уменьшится на величину, пропорц. числу атомов, совершивших переход (возможна и др. настройка системы, когда резонансу соответствует максимум тока детектора). В Ц. э. ч. используются переходы атома Cs между магн. подуровнями. Переходы такого типа не могут наблюдаться вне постоянного однородного магн. поля H, причём частота переходов зависит от напряжённости поля H.

Число атомов, совершающих переход в единицу времени под действием поля, максимально, если частота действующего на атом эл.-магн. поля точно совпадает с частотой перехода. По мере несовпадения (расстройки) этих частот число атомов, совершающих вынужденные переходы, уменьшается. Поэтому плавно меняя частоту эл.-магн. поля и откладывая по горизонтали частоту ω, а по вертикали изменение тока детектора I, получим контур спектральной линии, соответствующий переходам $\mathscr{E}_1 \to \mathscr{E}_2$, $\mathscr{E}_2 \to \mathscr{E}_1$ (рис. 3, *а*).

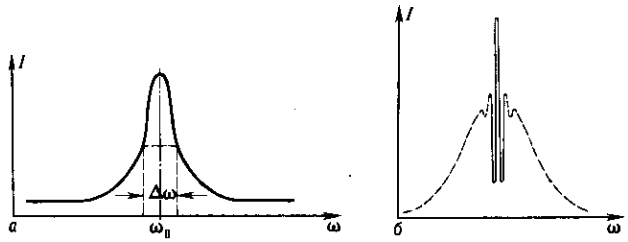


Рис. 3. Форма спектральной линии: *а* — неискажённой; *б* — наблюдаемой в случае П-образного резонатора.

Частота ω, соответствующая вершине спектральной линии, является опорной точкой (**репером**) на шкале частот, а соответствующий ей период колебаний принят равным 1/9 192 631 777,0 с. Точность определения ω_0 порядка неск. % (в лучшем случае — доли %) от ширины линии Δω. Точность тем выше, чем у́же спектральная линия. Отсюда стремление устранить или ослабить все причины, приводящие к уширению используемых спектральных линий. В Ц. э. ч. уширение линии обусловлено временем взаимодействия атомов с эл.-магн. полем резонатора; чем меньше время, тем шире линия (см. *Неопределённостей соотношения*, *Ширина спектральной линии*). Время взаимодействия совпадает со временем пролёта атома через резонатор; оно пропорц. длине резонатора и обратно пропорц. скорости атомов. Уменьшать скорость атомов, понижая темп-ру, невозможно, т. к. при этом падает интенсивность пучка. Длина резонатора также не может быть сделана очень большой из-за рассеяния атомов и вследствие того что пучок должен находиться в однородном (по величине и направлению) поле H, что в большом объёме затруднительно.

Преодоление этой трудности и получение узкой спектральной линии достигается применением резонатора П-образной формы (рис. 4). В этом резонаторе пучок взаимодействует с эл.-магн. полем только вблизи его концов, и только в этих двух небольших областях необходима однородность и стабильность магн. поля H. В таком резонаторе спектральная линия приобретает более сложную форму (рис. 3, *б*), к-рая является результатом наложения двух линий, образованных пролётом частиц через каждый из концов резонатора. Ширина каждой линии велика. Эта суммарная ширина образует «пьедестал» результирующей линии. Ширина же узкой линии (центр пика), определяющая точность измерений, зависит от полного времени пролёта через резонатор.

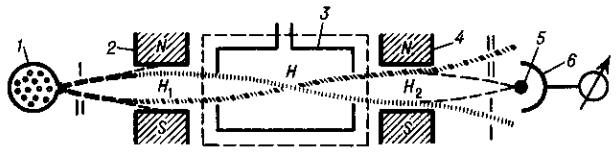


Рис. 4. Цезиевая трубка с П-образным резонатором (обозначения те же, что и на рис. 1).

Ц. э. ч. обычно дополняют устройствами, вырабатывающими определ. набор частот, стабильность к-рых равна стабильности стандарта, а иногда и сигналы точного времени.

Ц. э. ч. входят в состав национальных эталонов частоты и времени и обеспечивают воспроизведение длительности секунды, а следовательно, всей системы измерения частоты и времени с относит. погрешностью, меньшей чем 10^{-14}. Их преимущество состоит в том, что вторичные цезиевые стандарты (серийное производство) не уступают по точности эталону. Даже малогабаритные цезиевые трубки для лаб. практики и на подвижных объектах работают с относит. погрешностью 10^{-12}—10^{-13}.

Лит. см. при ст. *Квантовые стандарты частоты.*

М. Е. Жаботинский.

ЦЕ́ЗИЙ (лат. Caesium), Cs, — хим. элемент I группы периодич. системы элементов, ат. номер 55, ат. масса 132,9054, *щелочной металл.* В природе представлен стабильным ^{133}Cs. Конфигурация внеш. электронной оболочки $6s^1$. Энергия последоват. ионизации 3,894; 25,1; 34,6 эВ. Радиус атома Cs 267 пм, радиус иона Cs^+ 165 пм. Значение электроотрицательности 0,7. Работа выхода электрона 1,81 эВ.

Золотисто-жёлтый металл. Обладает кубич. объёмноцентрированной решёткой с параметром $a = 614{,}1$ пм. $t_{пл} = 28{,}39$ °С, $t_{кип} = 670$ °С (по др. данным, 667,7 °С). Плотн. 1,9039 кг/дм^3 (при 20 °С). Уд. теплоёмкость 32,7 кДж/(моль·К), уд. теплота плавл. 2,09 кДж/моль. Характеристич. темп-ра Дебая $\theta_Д = 39{,}2$ К. Температурный коэф. линейного расширения $97 \cdot 10^{-6}$ К$^{-1}$ (при 0 °С). Магн. восприимчивость $\chi = +0{,}22 \cdot 10^{-9}$. Уд. электрич. сопротивление 0,1830 мкОм·м (при 0 °С), температурный коэф. электрич. сопротивления $6{,}0 \cdot 10^{-3}$ К$^{-1}$ (при 0—18 °С). Характеризуется низкими механич. характеристиками, модуль нормальной упругости 1,7 ГПа (при комнатной темп-ре).

Ц. проявляет степень окисления +1, обладает наивысшей среди щелочных металлов хим. активностью, хранить его можно только в запаянных вакуумированных ампулах.

Металлич. Ц. применяют в фотоэлементах и фотоумножителях, в люминесцентных трубках. Соединения Ц. используют в оптике, приборах ночного видения и т. д. В продуктах ядерной реакции деления имеются значит. кол-ва разл. радионуклидов Ц., среди к-рых наиб. опасен ^{137}Cs ($T_{1/2} = 30{,}0$ лет).

С. С. Бердоносов.

ЦЕ́ЛАЯ ФУ́НКЦИЯ — функция, аналитическая во всей плоскости комплексного переменного (кроме, возможно,

бесконечно удалённой точки). Она разлагается в степенной ряд

$$f(z)=\sum_{k=0}^{\infty} a_k z^k, \quad a_k=\frac{f^{(k)}(0)}{k!}, \quad k\geqslant 0,$$

сходящийся во всей плоскости $\mathbb{C}$, $\lim\limits_{k\to\infty}\sqrt[k]{|a_k|}=0$.

Если $f(z)\neq 0$ всюду, то $f(z)=e^{P(z)}$, где $P(z)$ — Ц. ф. Если имеется конечное число точек, в к-рых $f(z)$ обращается в нуль, и эти точки — $z_1, z_2, \ldots, z_k$ (их наз. нулями функции), то

$$f(z)=(z-z_1)\ldots(z-z_k)e^{P(z)},$$

где $P(z)$ есть Ц. ф.

В общем случае, когда $f(z)$ имеет бесконечно много нулей $z_1, z_2, \ldots$, справедливо представление

$$f(z)=z^{\lambda}e^{P(z)}\prod_{k=1}^{\infty}\left(1-\frac{z}{z_k}\right)e^{\frac{z}{z_k}+\frac{z^2}{2z_k^2}+\ldots+\frac{z^k}{kz_k^k}},$$

где $P(z)$ есть Ц. ф., а $\lambda=0$, если $f(0)\neq 0$, и λ равно кратности нуля $z=0$, если $f(0)=0$.

Пусть

$$M(r)=\max_{|z|\leqslant r}|f(z)|.$$

Если при больших r величина $M(r)$ растёт не быстрее r^{μ}, то $f(z)$ — многочлен степени, не большей μ. Следовательно, если $f(z)$ не многочлен, то $M(r)$ растёт быстрее любой степени r. При оценке роста $M(r)$ в этом случае в качестве ф-ции сравнения берётся показательная ф-ция.

По определению, $f(z)$ есть Ц. ф. конечного порядка, если имеется конечное μ, такое, что

$$M(r)<e^{r^{\mu}}, \quad r>r_0.$$

Ниж. грань ρ множества чисел μ, удовлетворяющих этому условию, наз. порядком Ц. ф. $f(z)$. Порядок вычисляется по ф-ле

$$\rho=\overline{\lim_{k\to\infty}}\frac{k\ln k}{\ln\left|\frac{1}{a_k}\right|}.$$

Если $f(z)$ порядка ρ удовлетворяет условию

$$M(r)<e^{\alpha r^{\rho}}, \quad \alpha<\infty, \quad r>r_0,$$

то говорят, что $f(z)$ — ф-ция порядка ρ и конечного типа. Ниж. грань σ множества чисел α, удовлетворяющих данному условию, наз. типом Ц. ф. $f(z)$. Он определяется из ф-лы

$$\overline{\lim_{k\to\infty}} k^{1/\rho}\sqrt[k]{|a_k|}=(\sigma e\rho)^{1/\rho}.$$

Ф-ция многих переменных $f(z_1, z_2, \ldots, z_n)$ есть Ц. ф., если она является аналитической при $|z_k|<\infty$ $(k=1, 2, \ldots, n)$. Для неё вводятся понятия порядка и типа (сопряжённых порядков и типов). Простого представления в виде бесконечного произведения здесь получить не удаётся, потому что, в отличие от случая $n=1$, нули $f(z)$ не являются изолированными.

Лит.: Левин Б. Я., Распределение корней целых функций, М., 1956; Евграфов М. А., Асимптотические оценки и целые функции, 3 изд., М., 1978; Ронкин Л. И., Введение в теорию целых функций многих переменных, М., 1971.

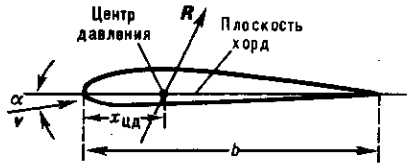
А. Ф. Леонтьев.

ЦЕ́ЛЬСИЯ ШКАЛА́ — *температурная шкала*, введённая в 1742 А. Цельсием (A. Celsius), предложившим интервал между темп-рами таяния льда и кипения воды при нормальном давлении (760 мм рт. ст., или 101 325 Па) разделить на 100 равных частей — градусов Цельсия (°C). В используемой в настоящее время уточнённой Ц. ш. точка таяния льда — единств. репер (0 °C), а 1 °C равен *кельвину*. При этом темп-ра кипения воды примерно равна +99,975 °C.

А. С. Дойников.

ЦЕНТ — единица частотного интервала, равная 1/1200 *октавы*. Обозначения: цент, cent.

ЦЕНТР ДАВЛЕ́НИЯ — точка, в к-рой линия действия равнодействующей приложенных к покоящемуся или движущемуся телу сил давления окружающей среды (жидкости, газа) пересекается с нек-рой проведённой в теле плоскостью. Напр., для крыла самолёта (рис.) Ц. д. определяют



Положение центра давления потока на крыло: b — хорда; α — угол атаки; v — скорость потока; $x_{цд}$ — расстояние центра давления от передней точки тела.

как точку пересечения линии действия аэродинамич. силы $\boldsymbol{R}$ с плоскостью хорд крыла, для тела вращения (корпус ракеты, дирижабля и др.) — как точку пересечения аэродинамич. силы с плоскостью симметрии тела, перпендикулярной к плоскости, проходящей через ось симметрии и вектор скорости центра тяжести тела.

Положение Ц. д. зависит от формы тела, а у движущегося тела может ещё зависеть от направления движения и от свойств окружающей среды (её сжимаемости). При движении со сверхзвуковой скоростью Ц. д. значительно смещается к хвосту из-за влияния сжимаемости воздуха. Изменение положения Ц. д. у движущихся объектов (самолёт, ракета, мина и др.) существенно влияет на устойчивость их движения. Чтобы их движение было устойчивым при случайном изменении угла атаки α, Ц. д. должен сместиться так, чтобы момент аэродинамич. силы относительно центра тяжести (положение к-рого также может изменяться в процессе полёта) вызвал возвращение объекта в исходное положение.

Лит.: Голубев В. В., Лекции по теории крыла, М.—Л., 1949; Лойцянский Л. Г., Механика жидкости и газа, 6 изд., М., 1987.

ЦЕНТР ИЗГИ́БА (в сопротивлении материалов и теории упругости) — точка поперечного сечения бруса, такая, что брус при изгибе не испытывает кручения, если поперечная сила проходит через Ц. и. В упругом брусе положение Ц. и. не зависит от величины силы. Определение Ц. и. важно для расчёта ряда конструкций. Напр., чтобы крыло самолёта в полёте не изменяло самопроизвольно угол атаки, надо профиль крыла выбрать т. о., чтобы подъёмная сила проходила через Ц. и.

ЦЕНТР ИНЕ́РЦИИ (центр масс) — геом. точка, положение к-рой характеризует распределение масс в теле или механич. системе. Координаты Ц. и. определяются ф-лами

$$x_C=\sum m_k x_k/M, \quad y_C=\sum m_k y_k/M, \quad z_C=\sum m_k z_k/M$$

или для тела при непрерывном распределении масс

$$x_C=\frac{1}{M}\int_V \rho x\,dV, \quad y_C=\frac{1}{M}\int_V \rho y\,dV, \quad z_C=\frac{1}{M}\int_V \rho z\,dV,$$

где m_k — массы материальных точек, образующих систему; x_k, y_k, z_k — координаты этих точек; $M=\sum m_k$ — масса системы; $\rho(x, y, z)$ — плотность; V — объём. Понятие Ц. и. отличается от понятия центра тяжести тем, что последнее имеет смысл только для твёрдого тела, находящегося в однородном поле тяжести; понятие же Ц. и. не связано ни с каким силовым полем и имеет смысл для любой механич. системы. Для твёрдого тела положения Ц. и. и центра тяжести совпадают.

При движении механич. системы её Ц. и. движется так, как двигалась бы материальная точка, имеющая массу, равную массе системы, и находящаяся под действием всех внеш. сил, приложенных к системе. Кроме того, нек-рые ур-ния движения механич. системы (тела) по отношению к осям, имеющим начало в Ц. и. и движущимся вместе с Ц. и. поступательно, сохраняют тот же вид, что и для

движения по отношению к инерциальной системе отсчёта. Ввиду этих свойств понятие о Ц. и. играет важную роль в динамике системы и твёрдого тела. *С. М. Тарг.*

ЦЕНТР МАСС — то же, что *центр инерции*.

ЦЕНТР ТЯЖЕСТИ — геом. точка, неизменно связанная с твёрдым телом, через к-рую проходит равнодействующая всех сил тяжести, действующих на частицы тела при любом его положении в пространстве; она может не совпадать ни с одной из точек данного тела (напр., у кольца). Если свободное тело подвешивать на нити, прикрепляемой последовательно к разным точкам тела, то отмеченные нитью направления пересекутся в Ц. т. тела. Положение Ц. т. твёрдого тела в однородном поле тяжести совпадает с положением его *центра инерции*. Разбивая тело на части с весами p_k, для к-рых координаты x_k, y_k, z_k их Ц. т. известны, можно найти координаты x_C, y_C, z_C Ц. т. всего тела по ф-лам

$$x_C=\frac{\sum p_k x_k}{\sum p_k},\ y_C=\frac{\sum p_k y_k}{\sum p_k},\ z_C=\frac{\sum p_k z_k}{\sum p_k}.$$

Ц. т. однородного тела, имеющего центр симметрии (прямоуг. или круглая пластина, шар, цилиндр и др.), находится в этом центре.

ЦЕНТРА́ЛЬНАЯ ПРЕДЕ́ЛЬНАЯ ТЕОРЕ́МА — одна из важнейших предельных теорем *вероятностей теории*, описывающая асимптотику при больших N распределения вероятностей суммы N случайных величин.

Наиб. просто Ц. п. т. формулируется для суммы

$$S_N=\xi_1+\ldots+\xi_N \tag{1}$$

N первых членов бесконечной последовательности независимых и одинаково распределённых случайных величин

$$\xi_1,\ \xi_2,\ \ldots,\ \xi_n,\ \ldots \tag{2}$$

в предположении, что существуют, по крайней мере, два первых момента у каждой величины:

$$m_1=\langle\xi_n\rangle,\ m_2=\langle\xi_n^2\rangle \tag{3}$$

(и эти моменты одинаковы для всех n). Согласно наиб. простой предельной теореме теории вероятностей — *больших чисел закону*, случайная величина

$$V_N=S_N-m_1N \tag{4}$$

с вероятностью, близкой к единице, принимает значения порядка $o(N)$ при $N\to\infty$. Более точно это означает, что для любого $\varepsilon>0$ вероятность

$$P\{|V_N|<\varepsilon N\}\to 1 \tag{5}$$

при $N\to\infty$.

Ц. п. т. значительно уточняет соотношение (5) при малых (по сравнению с N) значениях V_N: для любых конечных a и b вероятность того, что

$$a\sqrt{N}<V_N<b\sqrt{N}, \tag{6}$$

имеет асимптотику

$$P\left\{a\sqrt{N}<V_N<b\sqrt{N}\right\}=\frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma}\int_a^b\exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma^2}\right)dx+o(1) \tag{7}$$

или, иначе говоря, вероятности конечных (порядка константы) значений величины $V_N/\sqrt{N}\sigma$ ($\sigma^2=m_2^2-m_1^2$ — дисперсия ξ_n) распределены прибл. по стандартному нормальному гауссовскому закону (со средним 0 и дисперсией 1). Из (4) и (6) следует, что при больших N сумма S_N имеет вид

$$S_N\sim Nm_1+\sigma\xi_0\sqrt{N}, \tag{8}$$

где ξ_0 — стандартная нормальная случайная величина. Утверждение (7) называют обычно Ц. п. т. в интегральной форме. В нек-рых случаях удаётся установить не только асимптотику вероятности попадания значений $V_N/\sqrt{N}$ на конечный интервал (a, b), но и асимптотику самих вероятностей этих значений (для случайных величин ξ_n с дискретным множеством значений) или асимптотику плотности их вероятностей $p_N(x)$ (для непрерывно распределённых ξ_n):

$$p_N\sim\frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma}\exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma^2}\right). \tag{9}$$

Утверждения этого типа [более тонкие, чем (7)] наз. локальными Ц. п. т. Следует подчеркнуть, что асимптотика (7) или (9) имеет смысл для конечных (порядка 1) значений $V_N/\sqrt{N}$. Вероятности значений $V_N/\sqrt{N}$ порядка, растущего с N, а именно порядка N^α для $\alpha>0$, описываются асимптотикой (7) очень грубо и нуждаются в более тонком оценивании. Соответствующие предельные теоремы в теории вероятностей наз. теоремами о больших отклонениях.

Условия (3) очень существенны. Предельная асимптотика для сумм вида (1), где ξ_n не имеют второго (а также первого) момента, задаётся совершенно другими (отличными от нормального распределения) законами, т. н. *устойчивыми распределениями*.

Укажем более общие ситуации, для к-рых остаётся верной Ц. п. т. (7) (или 9):

— в случае, когда величины ξ_1, ξ_2, ..., ξ_n, ... распределены не одинаково, и при условии, что у этих величин существуют оба первых момента (3), а также при дополнит. условии нек-рой равномерности (условие Линдеберга, см. [1]);

— если требование независимости величин ξ_i, $i=1, 2, \ldots$ нарушено, но сохраняется в определ. смысле «слабая» зависимость «далеко отстоящих» друг от друга величин ξ_i и ξ_j, когда $|i-j|$ — велико (более точно см. [2]);

— можно рассматривать не только последовательности *случайных величин*, но и более общие их совокупности, скажем, случайные поля $\{\xi_t,\ t\in Z^\nu$ на ν-мерной решётке. Пусть выполнены условия (3) и величины ξ_t и ξ_s, $t, s\in Z^\nu$, при больших $|t-s|$ «слабо зависимы». Тогда для любого достаточно большого и «регулярного» конечного множества $\Lambda\subset Z^\nu$ суммы

$$\hat{S}_\Lambda=\sum_{t\in\Lambda}\left[\xi_t-\langle\xi_t\rangle\right]$$

асимптотически имеют вид:

$$\hat{S}_\Lambda=|\Lambda|^{1/2}\sigma_\Lambda\xi_0+o(|\Lambda|^{1/2}),\ \sigma_\Lambda=|\Lambda|^{-1}\sum_{t\in\Lambda}\sigma_t^2,$$

σ_t^2 — дисперсия ξ_t (см. [3]);

— кроме сумм величин из одной и той же бесконечной последовательности (2) можно рассматривать т. н. схему серий, т. е. бесконечную совокупность конечных последовательностей:

$$\{\xi_1^{(1)},\ \ldots,\ \xi_{n_1}^{(1)}\}$$
$$\ldots$$
$$\ldots$$
$$\{\xi_1^{(s)},\ \ldots,\ \xi_{n_s}^{(s)}\}$$
$$\ldots$$

растущей длины, $n_s\to\infty$, $s\to\infty$. Тогда для суммы

$$S^k=\sum_{i=1}^{n_s}\xi_i^{(s)}$$

при определ. условиях также верна Ц. п. т.

Лит.: 1) Гнеденко Б. В., Курс теории вероятностей, 6 изд., М., 1988; 2) Ибрагимов И. А., Линник Ю. В., Независимые и стационарно связанные величины, М., 1965; 3) Нахапетян Б. С., Центральная предельная теорема для случайных полей, удовлетворяющих условию сильного перемешивания, в сб.: Многокомпонентные случайные системы, М., 1978, с. 276. *Р. А. Минлос.*

ЦЕНТРА́ЛЬНАЯ СИ́ЛА — приложенная к материальному телу сила, линия действия к-рой при любом положении тела проходит через нек-рую определ. точку, наз. центром

силы. Примеры Ц. с.— сила *тяготения*, направленная к центру планеты, кулоновы силы электростатич. притяжения или отталкивания точечных зарядов и др. Под действием Ц. с. центр масс свободного тела движется по плоской кривой, а отрезок прямой, соединяющий этот центр с центром силы, описывает в любые равные промежутки времени равные площади. Теория движения под действием Ц. с. имеет важные приложения в небесной механике, при расчёте движения космич. летательных аппаратов, искусств. спутников и т. д.

ЦЕНТРОБЕ́ЖНАЯ СИ́ЛА — см. в ст. *Сила инерции*.

ЦЕНТРО́ИДА — геом. место мгновенных центров вращения при движении неизменяемой плоской фигуры в её плоскости. На неподвижной плоскости это геом. место образует неподвижную Ц., а на плоскости, движущейся вместе с фигурой,— подвижную Ц. В каждый момент времени эти Ц. касаются друг друга в точке, являющейся для этого момента мгновенным центром вращения. Движение фигуры в её плоскости можно осуществить качением без скольжения подвижной Ц. по неподвижной.

Лит. см. при ст. *Кинематика*.

ЦЕНТРОСТРЕМИ́ТЕЛЬНОЕ УСКОРЕ́НИЕ — то же, что *нормальное ускорение*.

ЦЕ́НТРЫ ЛЮМИНЕСЦЕ́НЦИИ — то же, что *центры свечения*.

ЦЕ́НТРЫ ОКРА́СКИ — *дефекты* кристаллич. решётки, поглощающие свет в спектральной области, в к-рой собств. поглощение кристалла отсутствует (см. *Спектры кристаллов*). Первоначально термин «Ц. о.» относили только к т. н. *F*-центрам (от нем. Farbenzentren), обнаруженным в 1930-х гг. в щёлочно-галоидных кристаллах Р. В. Полем (R. W. Pöhl) с сотрудниками и представляющим собой анионные *вакансии*, захватившие электрон. В дальнейшем под Ц. о. стали понимать любые точечные дефекты, поглощающие свет вне области собств. поглощения кристалла,— катионные и анионные вакансии, междоузельные ионы (собственные Ц. о.), а также примесные атомы и ионы (примесные Ц. о.). Ц. о. обнаруживаются во мн. неорганич. кристаллах и стёклах, а также в природных минералах.

Ц. о. могут быть разрушены при нагревании (термич. обесцвечивание) или воздействии света, соответствующего спектральной области поглощения самих Ц. о. (оптич. обесцвечивание). Под действием тепла или света один из носителей заряда, напр. электрон, освобождается от захватившего его дефекта и рекомбинирует с дыркой. В щёлочно-галоидных кристаллах *F*-центр обусловливает селективную полосу поглощения колоколообразного вида, обычно в видимой области спектра, смещающуюся при увеличении атомной массы катиона (аниона) для кристаллов с одинаковыми анионами (катионами) и разными катионами (анионами) в сторону длинных волн. Напр., в NaCl *F*-полоса имеет максимум поглощения в синей области спектра (длина волны $\lambda = 465$ нм) и цвет кристалла — жёлто-коричневый (*дополнительный цвет*), в KCl — в зелёной области ($\lambda = 563$ нм) и кристалл выглядит фиолетовым.

Примесные атомы и ионы также могут захватывать электрон или дырку, в результате чего изменяются полоса поглощения кристалла и его окраска. Ц. о., будучи центрами захвата электронов и дырок, могут служить *центрами свечения*.

Окрашивание и обесцвечивание кристаллов и стёкол широко применяется в дозиметрии, вычислит. технике, разл. устройствах, где используются *фотохромные материалы*. В археологии и геологии по исследованиям Ц. о., возникших под действием излучения радиоакт. элементов, находящихся в толще Земли, определяют возраст минералов и древних керамич. изделий. Окраска мн. драгоценных камней и самоцветов связана с Ц. о. Нек-рые кристаллы и стёкла с примесными Ц. о. применяют в качестве активной среды твердотельных лазеров.

Лит.: Марфунин А. С., Спектроскопия, люминесценция и радиационные центры в минералах, М., 1975. *З. Л. Моргенштерн.*

ЦЕ́НТРЫ СВЕЧЕ́НИЯ (центры люминесценции) — элементарные или составные образования в веществе, к-рые испускают кванты люминесцентного излучения (см. *Люминесценция*). Ц. с. могут служить отд. атомы, ионы, молекулы, их агрегаты — ассоциаты и кластеры, а также собств. дефекты кристаллич. структуры (напр., вакансии регулярных узлов). Понятие о Ц. с. как об элементарном излучателе, возникшее ещё до формирования квантовомеханич. представлений, претерпело значит. эволюцию, и в настоящее время очевидна его нек-рая условность, тем не менее его широко используют в научной литературе. Микроструктура Ц. с. во многом определяет спектральные, энергетич., инерц., поляризац. и др. свойства люминесцентного излучения.

В зависимости от области локализации *волновых функций* оптически активных электронов (т. е. электронов, ответственных за излучат. переходы) различают Ц. с. малого и большого радиуса. В первом случае наличие соседних атомов или молекул слабо сказывается на структуре уровней энергии Ц. с. и соответственно спектрах и вероятностях излучат. переходов. В кристаллофосфорах такими центрами могут служить трёхвалентные ионы редкоземельных элементов, к-рые используются в качестве активаторов в люминофорах разл. назначения (фото-, катодо- и электролюминофорах, в лазерных кристаллах и стёклах и т. д.). Положение максимумов полос испускания этих ионов испытывает лишь слабый сдвиг (~ 100—$300\ см^{-1}$) в разл. кристаллич. решётках, стёклах и растворах. Одни и те же ионы в кристаллич. матрицах могут создавать неск. сортов Ц. с. разл. симметрии с заметно различающейся штарковской структурой уровней энергии, а также поляризацией излучения. Для внедрения в кристалл активатора иной валентности (гетеровалентное замещение) часто вводят дополнит. примесь — соактиватор, с помощью к-рого компенсируется заряд (напр., щелочные металлы Na и K при замещении редкоземельными ионами двухвалентных катионов кристалла Ca, Mg, Ba и т. д.). Оптимальная концентрация таких центров составляет от 10^{-2} до 1%, в нек-рых случаях она может доходить до 10 и более процентов и даже до полного замещения катионов решётки. Однако для люминофоров с высокой концентрацией активатора требуется особая чистота исходного сырья по отношению к др. примесям, создающим центры тушения (см. *Тушение люминесценции*) с высокой вероятностью безызлучательных переходов. В нек-рых люминофорах и лазерных кристаллах для получения необходимых спектральных и иных характеристик люминесцентного излучения специально вводят Ц. с. неск. сортов, в т. ч. эффективно взаимодействующих друг с другом (за счёт переноса заряда или резонансной *миграции энергии*).

В формировании Ц. с. большого радиуса активно участвуют мн. соседние атомы, ионы или молекулы осн. вещества и даже весь кристалл в целом. Типичными примерами таких центров служат изовалентные примеси P, As, Sb в элементарных полупроводниках Ge, Si или полупроводниковых соединениях группы AIII BV. Для описания свойств их излучения применяют водородоподобную (или гелиеподобную) модель Ц. с. с учётом эфф. массы локализованного носителя заряда и диэлектрич. проницаемости среды.

Во мн. случаях реализуется промежуточный случай Ц. с. ср. радиуса, представляющий наиб. трудности для идентификации их строения и теоретич. расчётов энергетич. структуры. Такого типа центры образуются, напр., в типичных кристаллофосфорах на основе широкозонных полупроводниковых соединений группы AII BV (напр., ZnS), легированных ионами тяжёлых металлов (Ag, Cu, Au). В состав этих центров могут входить собств. дефекты кристаллич. структуры и соактивирующие примеси, образующие в нек-рых случаях донорно-акцепторные пары. Для формирования определ. Ц. с. требуется строго выдерживать заданные условия синтеза (темп-ру и длительность прокалки, скорость охлаждения, вакуумирование или давление активирующих паров и т. д.).

Особую группу Ц. с. образуют сложные многоатомные молекулы, напр. молекулы красителей в разл. растворах или молекулы живых организмов. В бесструктурных и относительно широких полосах испускания и поглощения этих центров проявляются общие статистич. закономерности, в нек-ром отношении аналогичные законам теплового излучения (в частности, *Степанова универсальное соотношение*). Для описания их спектров используют т. н. конфигурац. модель возбуждённых и основных уровней энергии Ц. с. Аналогичную модель с той или иной степенью обоснованности и точности используют для описания и нек-рых др. Ц. с., напр. образованных ионами Tl в KCl и др. щёлочно-галоидных кристаллах.

Лит.: Гурвич А. М., Введение в физическую химию кристаллофосфоров, 2 изд., М., 1982. *Ю. П. Тимофеев.*

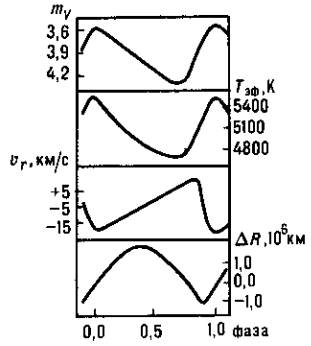
ЦЕ́РИЙ (лат. Cerium), Ce,— хим. элемент III группы периодич. системы элементов, ат. номер 58, ат. масса 140,12; относится к *лантаноидам*. В природе представлен стабильными изотопами: ^{136}Ce (0,19%), ^{138}Ce (0,25%), ^{140}Ce (88,48%) и ^{142}Ce (11,08%). Конфигурация внеш. электронных оболочек $4s^2p^6d^{10}f^15s^2p^6d^16s^2$ (предполагается, что возможна конфигурация $4f^25d^0$). Энергии последоват. ионизации 5,47; 10,85; 20,08; 36,72 эВ. Радиус атома Ce 183 пм, иона Ce^{3+} 102 пм, иона Ce^{4+} 88 пм. Значение электроотрицательности ок. 1,2. Работа выхода электрона 2,84 эВ.

Серебристо-белый металл, существует в 4 модификациях: ниже −168 °С (по др. данным, ниже −130 °С) устойчив α-Ce с кубич. кристаллич. структурой; при более высоких темп-рах (до −23 °С) существует β-Ce с гексагональной плотнейшей упаковкой; в интервале темп-р от −23 °С до 726 °С устойчив γ-Ce с гранецентрированной кубич. структурой (параметр решётки $a=516{,}06$ пм); от 726 °С до $t_{пл}=804$ °С (по др. данным, 798 °С) существует δ-Ce с объёмноцентрированной кубич. структурой. Плотн. γ-Ce 6,76 кг/дм^3 (при 20 °С), его теплоёмкость 26,9 Дж/(моль·К), $t_{кип}=3257-3450$ °С. Характеристич. темп-ра Дебая $\theta_Д=138$ К. Температурный коэф. линейного расширения $8{,}5\cdot10^{-6}$ К$^{-1}$ (при 25 °С). Парамагнитен, магн. восприимчивость $\chi=17{,}30\cdot10^{-9}$ (при 20 °С). Уд. электрич. сопротивление 0,753 мкОм·м (при 25 °С), температурный коэф. электрич. сопротивления $9\cdot10^{-4}$ К$^{-1}$ (при 0—100 °С). Тв. по Бринеллю 245,3 МПа, модуль нормальной упругости 30 ГПа, модуль сдвига 12 ГПа.

В хим. соединениях проявляет степени окисления +3 (как все лантаноиды) и +4 (в этом случае сходен с торием). При окислении на воздухе образуется оксид Ce_2O_3, к-рый при нагревании на воздухе до темп-р выше 180—200 °С переходит в тугоплавкий оксид CeO_2 с $t_{пл}$ ок. 2700 °С.

Ц.— компонент мн. сплавов (в т. ч. сплава Ц. с др. лантаноидами — миш-металла). Входит в состав геттеров (газопоглотителей). Сплавы Ce с Mg хорошо проводят УЗ. Фторид CeF_3 и оксид CeO_2 используют в лазерной технике. Соединения Ц. входят в состав мн. катализаторов хим. реакций. В продуктах ядерных реакций деления присутствуют заметные кол-ва радионуклида ^{144}Ce (β^--распад, $T_{1/2}=284{,}3$ сут), к-рый способен накапливаться в костях организмов (его радиотоксичность сопоставима с радиотоксичностью стронция-90). В качестве радиоакт. индикатора кроме ^{144}Ce используют ^{141}Ce (β^--распад, $T_{1/2}=32{,}501$ сут). *С. С. Бердоносов.*

ЦЕФЕ́ИДЫ — пульсирующие *сверхгиганты*, один из типов *переменных звёзд*. Названы по прототипу — звезде δ Цефея. Первые Ц. открыты в 1784 Дж. Гудрайком (J. Goodricke) и Э. Пиготтом (E. Pigott). В процессе пульсаций меняются размеры звезды и темп-ра её поверхности, что в совокупности и приводит к изменениям *блеска*. График изменения блеска (рис.) представляет собой асимметрич. периодич. кривую: быстрый подъём сменяется медленным спадом. Наиб. темп-ра наблюдается во время макс. блеска, а кривая изменения лучевой скорости является зеркальным отражением кривой блеска: во время макс. блеска поверхность звезды приближается к нам с макс. скоростью. Амплитуда изменения блеска у Ц. в ср. составляет одну *звёздную величину*. Колебания блеска в осн. обусловлены вариациями темп-ры, а изменения радиуса невелики (относит. амплитуда ок. 0,1—0,2) и оказывают лишь незначит. влияние на кривую блеска. О причинах пульсаций Ц. см. в ст. *Пульсации звёзд*.



Зависимость от фазы пульсаций (фаза 0,0 соответствует максимальному блеску): блеска в видимом диапазоне m_V, эффективной температуры $T_{эф}$, лучевой скорости v_r и изменения радиуса ΔR.

Всего известно $\sim10^4$ Ц., из них ок. 700 в Галактике. Периоды пульсаций Ц. P, открытых в Галактике, заключены в пределах от 1 до 68 сут, в др. галактиках известны Ц. с периодами более 200 сут. Для Ц. характерна связь периода P с разл. физ. параметрами: радиусом R, возрастом t, *светимостью* (абс. звёздной величиной M_V) и др.:

$$\lg\langle R/R_\odot\rangle=1{,}2+0{,}7\lg P,$$

$$\lg t=8{,}16-0{,}68\lg P,$$

$$\langle M_V\rangle=-1{,}24-2{,}79\lg P$$

($R_\odot$ — радиус Солнца). Угл. скобки означают ср. значения меняющихся во время пульсации параметров, а символ «V» указывает на то, что наблюдения проведены в видимом диапазоне спектра.

Последнее соотношение наз. зависимостью период — светимость для Ц. и играет важнейшую роль в астрономии. Определив из наблюдений период изменения блеска, по зависимости период — светимость можно найти абс. звёздную величину M_V. Видимый блеск Ц. m_V, к-рый определяется из тех же наблюдений, связан с M_V и расстоянием до неё r соотношением

$$\lg r=\left[\langle m_V\rangle-\langle M_V\rangle+5\right]/5.$$

Т. о. определяют расстояние до Ц., а тем самым и до любой звёздной системы, в состав к-рой она входит. Используя Ц. в качестве индикаторов расстояний до содержащих их галактик, можно прокалибровать другие — вторичные индикаторы, к-рые имеют бóльшие светимости и могут использоваться для определения расстояний до более далёких галактик. Т. о., Ц. являются «реперами» *расстояний шкалы* во Вселенной.

Важную роль Ц. играют и в изучении *Галактики*. Они являются объектами плоской составляющей, и, следовательно, изучение их пространственного распределения даёт информацию о строении галактич. диска. Методами радиоастрономии было обнаружено искривление газового диска Галактики, а тот факт, что этому искривлению следует и звёздная составляющая, удалось установить по Ц.

Лит.: Cepheids. Theory and observations. Proc. of the IAU Colloquium, № 82, ed. B. Madore, Cambr.— [a. o.], 1985; Бердников Л. Н., Каталог параметров кривых блеска, расстояний и пространственных координат классических цефеид, «Переменные звезды», 1987, т. 22, № 4, с. 505; Ефремов Ю. Н., Очаги звездообразования в галактиках, М., 1989. *Л. Н. Бердников.*

ЦИКЛ ТЕРМОДИНАМИ́ЧЕСКИЙ — *круговой процесс*, осуществляемый термодинамич. системой. Изучаемые в термодинамике циклы представляют собой сочетания разл. термодинамич. процессов, и в первую очередь изотермич., адиабатич., изобарич., изохорических. К Ц. т., исследование к-рых сыграло важную роль в разработке общих основ термодинамики (см. *Второе начало термодинамики*) и в развитии её техн. приложений, относятся

Карно цикл (рис. *а*), цикл Клапейрона (рис. *б*), цикл Клаузиуса — Ранкина (рис. *в*) и ряд др. Кпд цикла Карно $\eta_К = (T_1 - T_2)/T_1$, где T_1 и T_2 — темп-ры нагревателя и холодильника тепловой машины. Все остальные тепловые циклы обладают меньшим значением кпд ($\eta < \eta_К$). Так, для цикла Клапейрона $\eta_{Кл} = (T_1 - T_2) \Big/ \left[T_1 + \frac{c_V (T_1 - T_2)}{R \ln (V_B/V_A)} \right]$, где c_V — теплоёмкость рабочего тела (идеального газа), V_B/V_A — отношение объёма газа в конце и в начале изотермич. расширения, R — *газовая постоянная*. На основе Ц. т. были детально изучены общие закономерности работы тепловых двигателей (внутр. и внеш. сгорания, турбин, ракетных двигателей), холодильных установок и т. д.

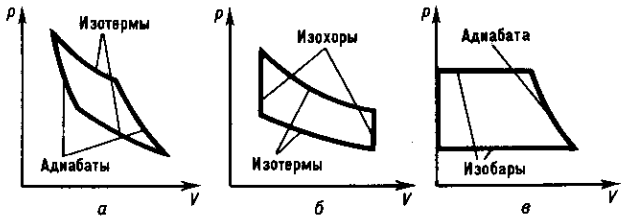


Рис. Термодинамич. циклы в системе координат $p - V$ (объём — давление): *а* — Карно; *б* — Клапейрона; *в* — Клаузиуса — Ранкина.

Напр., цикл жидкостного ракетного двигателя (ЖРД) в принципе совпадает с циклом Клаузиуса — Ранкина, его термич. кпд $\eta_т = 1 - \frac{i_4 - i_1}{i_3 - i_2}$, где $i_4 - i_1$ — разность *энтальпий* в изобарном процессе при давлении, соответствующем давлению окружающей двигатель среды; $i_3 - i_2$ — разность энтальпий в изобарном процессе подвода теплоты к рабочему телу (газу) в камере сгорания.

Лит.: Кубо Р., Термодинамика, пер. с англ., М., 1970; Кириллин В. А., Сычев В. В., Шейндлин А. Е., Техническая термодинамика, 4 изд., М., 1983.

ЦИКЛИ́ЧЕСКИЕ КООРДИНА́ТЫ — обобщённые координаты механич. системы, не входящие явно в выражение характеристич. ф-ции этой системы. Наличие Ц. к. позволяет при использовании соответствующих ур-ний получить сразу столько интегралов этих ур-ний, сколько система имеет Ц. к. Напр., если *Лагранжа функция* $L(q_i, \dot{q}_i, t)$, где q_i — обобщённые координаты, $\dot{q}_i$ — обобщённые скорости, t — время, не содержит явно координаты q_1, то q_1 будет Ц. к. При этом соответствующее *Лагранжа уравнение* примет вид

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{\partial L}{\partial \dot{q}_1}\right) = 0$$

и сразу даст интеграл $\partial L/\partial \dot{q}_1 = c_1$.

ЦИКЛИ́ЧЕСКИЙ УСКОРИ́ТЕЛЬ — один из видов *ускорителей заряженных частиц*, в к-ром частицы во время ускорит. цикла движутся по траекториям, близким к окружности либо спирали. Все Ц. у. (кроме *бетатрона*) резонансные: *микротрон, синхротрон, циклотрон, фазотрон*. В бетатроне частицы движутся по кольцевой орбите и ускоряются вихревым электрич. полем. В резонансных Ц. у. ускорение происходит в высокочастотном электрич. поле, в ускоряющих промежутках, к к-рым частицы многократно возвращаются. При этом частота обращения частиц и частота колебаний электрич. поля должны быть так согласованы друг с другом (резонанс), чтобы при каждом последующем обороте частицы проходили ускоряющий промежуток при одной и той же — равновесной — фазе ускоряющего поля (или вблизи неё). Принцип многократного ускорения частиц небольшими электрич. полями позволил ускорять частицы в Ц. у. до энергий, измеряемых сотнями ГэВ и даже несколькими ТэВ. *Л. Л. Гольдин.*

ЦИКЛОИДА́ЛЬНЫЙ МА́ЯТНИК — *материальная точка*, совершающая под действием силы тяжести колебания вдоль дуги циклоиды, ось к-рой вертикальна, а выпуклость обращена вниз. Период колебаний Ц. м. около положения равновесия (наинизшей точки циклоиды) не зависит от размахов колебаний и определяется ф-лой $T = 2\pi\sqrt{4a/g}$, где a — радиус производящего круга, g — ускорение свободного падения, т. е. Ц. м. является строго изохронным, в отличие от матем. маятника.

Лит.: Бухгольц Н. Н., Основной курс теоретической механики, 9 изд., ч. 1, М., 1972.

ЦИКЛОТРО́Н — резонансный *циклический ускоритель* тяжёлых частиц (протонов, ионов), работающий при постоянном во времени магн. поле и при постоянной (но меняющейся при переходе от иона к иону) частоте ускоряющего высокочастотного электрич. поля. Следует различать обычные Ц., в к-рых индукция магн. поля не зависит от азимута, и Ц. с азимутальной вариацией магн. поля, иначе называемые *изохронными циклотронами*.

Первая конструкция Ц. была предложена Э. Лоуренсом (E. Lauwrence) в 1932, и тогда же ему удалось получить поток дейтронов с энергией до 6 МэВ и силой тока до 25 мкА.

Схема устройства Ц. изображена на рис. 1: *а* — вертикальный и *б* — горизонтальный разрезы. Магн. поле в зазоре между полюсами 2 возбуждается катушками 3, через к-рые пропускается пост. электрич. ток. В этом зазоре располагается высоковакуумная камера 4. Двигаясь в этой камере, частицы переходят из одного дуанта (электрода, возбуждаемого ВЧ-напряжением) в другой, а затем снова в первый и т. д. Ускоряющее электрич. поле действует на частицы только в то время, когда они переходят из дуанта в дуант. В этот момент поле должно иметь нужное направление и достаточную величину (резонансное ускорение).

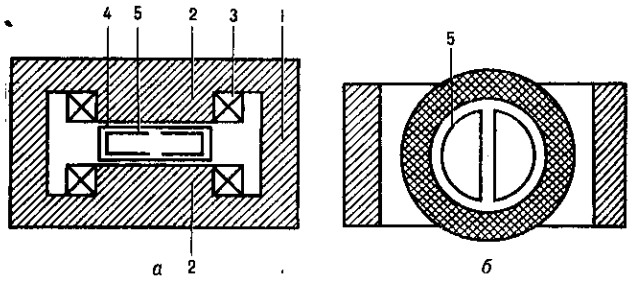


Рис. 1. Схема циклотрона: *а* — вид сбоку; *б* — вид сверху; 1 — ярмо электромагнита; 2 — полюса электромагнита; 3 — катушки, возбуждающие магнитное поле B; 4 — вакуумная камера; 5 — ускоряющие электроды (дуанты).

Рассмотрим движение частиц в вакуумной камере Ц. в отсутствие ускоряющего напряжения. Траектории частиц, движущихся по азимуту, в пост. вертикальном магн. поле имеют вид, близкий к горизонтально расположенным окружностям. Необходимое для такого движения центростремит. ускорение создаёт сила Лоренца.

Для частицы, движущейся в Ц., справедливы следующие соотношения:

$$\omega = ZeB/m_0 c\gamma, \qquad (1)$$

$$pc = ZeBr, \qquad (2)$$

где B — индукция магн. поля, c — скорость света, Ze — заряд частицы, r — радиус её траектории, m_0 — масса покоя частицы, p — импульс, ω — частота её обращения в Ц., γ — её релятивистский фактор.

Ф-лы (1) и (2) показывают, что при пост. индукции B частота обращения нерелятивистских частиц в Ц. не зависит от их энергии, а радиус траектории пропорционален импульсу. Поэтому траектории ускоряемых частиц представляют собой не окружности, а раскручивающиеся спирали. Частота ускоряющего поля постоянна и равна (или кратна) частоте обращения частиц в вакуумной камере.

Неизменность магн. поля и частоты ускоряющего напряжения делают возможным непрерывный режим ускорения: в то время как одни частицы движутся по внеш. виткам спирали, другие находятся на середине пути, а третьи только начинают движение (частицы инжектируются в вакуумную камеру Ц. вблизи её центра); радиус инжекции зависит от импульса, к-рый приобретают частицы в *ионном источнике* или на пути от источника к дуанту.

Ускоряемые частицы заполняют спиральную траекторию не сплошь. Занятыми оказываются только те её участки, к-рые соответствуют частицам, приходящим в зазор при ускоряющем направлении электрич. ВЧ-поля. Поэтому пучок ускоряемых частиц распадается на цепочку следующих друг за другом групп частиц (банчей, см. *Банчировка*).

При значит. ускорении частиц, когда происходит релятивистское увеличение массы ($\gamma > 1$), частота обращения частиц начинает падать, и они выходят из синхронизма с ускоряющим полем. В таком случае режим ускорения частиц сменяется их замедлением и их дальнейшее ускорение становится невозможным. Этого эффекта можно избежать, если с увеличением энергии (массы) частицы, т. е. с увеличением радиуса её орбиты, увеличивать индукцию поля B. Однако для Ц. с азимутально-симметричным полем это ведёт к появлению неустойчивости вертикального движения ускоряемых частиц.

При устойчивом движении всякое отклонение параметров движения частиц от равновесных значений должно сопровождаться возникновением эффектов, стремящихся вернуть эти параметры к равновесным, так что частицы совершают колебания около равновесных значений. Принято различать устойчивость поперечных колебаний (колебаний по высоте и по радиусу) и устойчивость продольного движения *(радиально-фазовые колебания)*.

Можно показать, что в азимутально-симметричном поле вертикальное движение оказывается устойчивым лишь в том случае, если индукция магн. поля не растёт, а убывает с радиусом. Обычно такое поле и создаётся. Складываясь с релятивистским увеличением массы, этот эффект накладывает дополнит. ограничение на макс. энергию ускоряемых частиц. У Ц., используемых для ускорения протонов, максимально достижимая энергия лежит в области 30 МэВ.

Увеличить энергию, к-рую могут достичь частицы, ускоряемые в Ц., возможно двумя способами. Можно отказаться от постоянства частоты ускоряющего напряжения, снижая её, по мере того как падает частота обращения частиц. Такие ускорители наз. *фазотронами*. При изменяющейся во времени частоте становится невозможным описанный выше режим ускорения, когда в ускорителе сосуществуют частицы, находящиеся на разных стадиях процесса ускорения. Частота ускоряющего поля при этом соответствует ускорению одного или группы близко расположенных банчей. Т. о., увеличение максимально достижимой энергии частиц в фазотроне происходит за счёт существенного снижения интенсивности.

Другой путь достижения макс. энергии заключается в отказе от азимутальной симметрии магн. поля. В таких ускорителях частицы попеременно пересекают области, в к-рых поле с увеличением радиуса растёт и уменьшается. При правильном выборе параметров в результате такого движения появляется вертикальная устойчивость даже при увеличивающейся с радиусом ср. индукции магн. поля. Ускорители, построенные по этому принципу, наз. изохронными Ц. Изохронные Ц. работают при пост. частоте ускоряющего поля и поэтому способны выдавать большие токи ускоренных частиц. Азимутальное изменение магн. поля, совмещённое с радиальным, требует магн. полюсов сложной формы. Полюса изохронных Ц. обычно составляются из неск. секторов или снабжаются спиралевидными гребнями.

Внеш. вид одного из современных Ц., работающего в Институте ядерных исследований, представлен на рис. 2. Он может ускорять как протоны, так и ионы (до неона включительно). На внеш. витке спирали энергия протонов

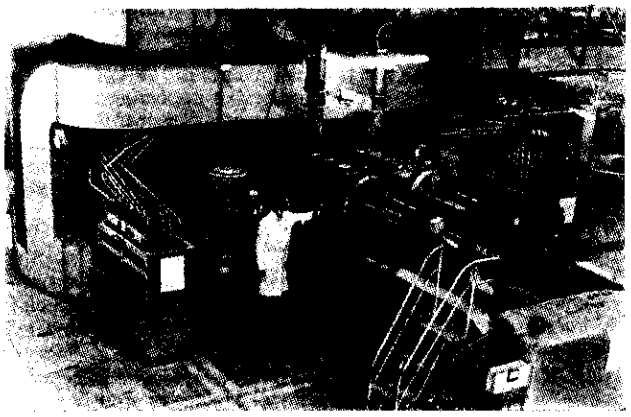


Рис. 2. Внешний вид циклотрона Института ядерных исследований на 35 МэВ по протонам.

составляет 35 МэВ. Ср. ток ускоренных протонов 30 ткА. Мощность ускоренного пучка составляет ~1 кВт. Магн. ярмо Ц. весит 300 т, вес катушек возбуждения ~70 т, диаметр магн. полюсов 150 см, потребляемая от сети мощность ~180 кВт. Габаритные размеры Ц. 8×13 м^2 в плане и 4,5 м по высоте.

Лит. см. при ст. *Ускорители заряженных частиц.*

Л. Л. Гольдин.

ЦИКЛОТРО́ННАЯ МА́ССА — величина, играющая роль массы в выражении для частоты периодич. движения носителей заряда в пост. магн. поле H в импульсном пространстве; периодич. движение происходит по плоской кривой, образуемой пересечением изоэнергетич. поверхности $\mathscr{E}(\boldsymbol{p}) = \text{const}$ с плоскостью $p_H = \text{const}$, где p_H — проекция *квазиимпульса* носителя на направление $\boldsymbol{H}$. Угл. частота этого движения ω_c, наз. циклотронной, определяется выражением

$$\omega_c = |e|\, H/m_c c, \qquad (1)$$

где e — заряд носителя, m_c — Ц. м., равная

$$m_c = \frac{\hbar^2}{2\pi}\frac{\partial S}{\partial \mathscr{E}}. \qquad (2)$$

Здесь S — площадь сечения изоэнергетич. поверхности плоскостью $p_H = \text{const}$.

Если изоэнергетич. поверхность — сфера, то Ц. м. совпадает с *эффективной массой*. Для эллипсоидальных изоэнергетич. поверхностей m_c зависит только от углов между направлением $\boldsymbol{H}$ и осями эллипсоида. Так, для двухосных эллипсоидов (сфероидов) m_c определяется соотношением

$$m_c^{-2} = m_\perp^{-2}\cos^2\theta + m_\parallel^{-2}\sin^2\theta. \qquad (3)$$

Здесь $m_\perp$ и $m_\parallel$ — гл. значения тензора эфф. масс («поперечная» и «продольная» массы), θ — угол между $\boldsymbol{H}$ и осью сфероида. В более сложных случаях m_c зависит от p_H (тяжёлые дырки в Ge и Si) и от $\mathscr{E}$ и может быть рассчитана только численно. Ц. м. определяется экспериментально методом *циклотронного резонанса*.

Лит.: Цидильковский И. М., Электроны и дырки в полупроводниках, М., 1972.

Е. М. Гершензон.

ЦИКЛОТРО́ННАЯ ЧАСТОТА́ — частота ω_c обращения заряж. частиц в пост. магн. поле $\boldsymbol{H}$ в плоскости, перпендикулярной $\boldsymbol{H}$. Для свободной заряж. частицы Ц. ч. определяется из равенства *Лоренца силы* произведению массы частицы на центростремительное ускорение

$$\omega_c = |q|\, H/mc, \qquad (1)$$

где q, m — заряд и масса частицы. Ц. ч. определяется разностью энергий $\Delta\mathscr{E}$ между уровнями энергии частицы в магн. поле: $\Delta\mathscr{E} = \hbar\omega_c$ (см. *Ландау уровни*).

Ц. ч. играет существ. роль в вопросах распространения и генерации эл.-магн. волн в плазме, находящейся в пост.

магн. поле, в частности при распространении радиоволн в ионосфере (см. *Гиромагнитная частота*).

В кристаллах движение носителей заряда сложнее вследствие взаимодействия с ионами решётки. В пост. магн. поле энергия электрона или дырки $\mathscr{E}$ и проекция их квазиимпульса $\boldsymbol{p}$ на направление $\boldsymbol{H}$ сохраняются, так что в импульсном пространстве движение происходит по кривой пересечения изоэнергетич. поверхности $\mathscr{E}(\boldsymbol{p})=\text{const}$ плоскостью $p_H=\text{const}$. Если эта кривая замкнутая, то движение является периодическим и происходит с Ц. ч.:

$$\omega_c=|e|H/m_c c.$$

Здесь m_c — константа, наз. *циклотронной массой* носителя заряда. Твёрдое тело, помещённое в магн. поле, интенсивно поглощает энергию излучения с частотой ω_c (см. *Циклотронный резонанс*). *М. И. Каганов.*

ЦИКЛОТРО́ННОЕ ИЗЛУЧЕ́НИЕ — эл.-магн. излучение заряж. частицы, движущейся по окружности или спирали в магн. поле; один из видов *магнитотормозного излучения*. В отличие от *синхротронного излучения*, термин «Ц. и.» обычно относят к магнитотормозному излучению нерелятивистских частиц, происходящему на основной *циклотронной частоте* и её первых гармониках.

ЦИКЛОТРО́ННЫЙ РЕЗОНА́НС — резонансное поглощение эл.-магн. энергии электронными проводниками (полупроводниками, металлами), помещёнными в пост. магн. поле, на частотах, равных или кратных циклотронной частоте носителей заряда (электронов и дырок). Ц. р. (по старой терминологии — диамагнитный резонанс) предсказан Я. Г. Дорфманом в 1951 и Р. Б. Динглем в 1952, экспериментально обнаружен Ч. Киттелем (Ch. Kittel) с сотрудниками в 1953.

Явление Ц. р. может быть объяснено на основе законов классич. физики. Носители заряда в пост. магн. поле $\boldsymbol{H}$ движутся по спирали с осью вдоль $\boldsymbol{H}$. В плоскости, перпендикулярной $\boldsymbol{H}$, движение является периодическим с *циклотронной частотой*:

$$\omega_c=|e|H/m_c c, \qquad (1)$$

где e — заряд, m_c — эфф. величина, наз. *циклотронной массой* носителей заряда. Очевидно, с той же частотой ω_c поворачивается вектор скорости частицы $\boldsymbol{v}$. Если при этом частица находится в периодич. электрич. поле $\boldsymbol{E}(t)$ с частотой ω, то энергия, поглощаемая ею в единицу времени, равная $e\boldsymbol{E}\boldsymbol{v}$, также оказывается периодич. ф-цией времени с разностной угл. частотой $(\omega_c-\omega)$. С той же частотой $(\omega_c-\omega)$ меняются радиус спирали и кинетич. энергия носителя. При $\omega=\omega_c$ носитель движется по раскручивающейся спирали и поглощаемая мощность возрастает. *Рассеяние носителей заряда* в твёрдом теле ограничивает это возрастание: при $\omega=\omega_c$ поглощаемая мощность имеет максимум, если рассеяние является достаточно слабым. Последнее условие сводится к требованию, чтобы носитель успевал сделать много оборотов по спирали за время τ релаксации импульса носителя (время между двумя актами рассеяния). Это приводит к условию наблюдения Ц. р.:

$$\omega_c\tau\gg 1. \qquad (2)$$

Описанная картина Ц. р. пригодна для достаточно слабого магн. поля $\boldsymbol{H}$, в к-ром можно пренебречь квантованием кинетич. энергии поперечного (относительно $\boldsymbol{H}$) движения носителей (см. *Ландау уровни*). Квантование отсутствует, если

$$\hbar\omega_c\ll kT, \qquad (3)$$

где T — абс. темп-ра. Ц. р. в таких полях наз. классическим.

В противоположном случае $(\hbar\omega_c\gg kT)$, в т. н. квантующем магн. поле (см. *Гальваномагнитные явления*), адекватным является описание Ц. р. на квантовом языке. В полях $\boldsymbol{H}$, для к-рых $\hbar\omega_c\gg kT$, носители заряда находятся на нулевом уровне Ландау (в случае невырожденных носителей). Под действием электрич. поля эл.-магн. волны $\boldsymbol{E}(t)$ носители переходят с нулевого уровня Ландау на первый, что приводит к поглощению эл.-магн. энергии, к-рое имеет максимум на частоте, при к-рой энергия кванта излучения $\hbar\omega$ равна расстоянию между соседними уровнями Ландау: $\hbar\omega_c$. Максимум отчётливо выражен, если уширение уровней Ландау, обусловленное временем релаксации τ, мало́ по сравнению с расстоянием между ними: $\hbar/\tau\ll\hbar\omega_c$ (см. ниже).

Циклотронный резонанс в полупроводниках

Ц. р. — важный метод исследования *полупроводников*. Он даёт возможность определить закон дисперсии (энергетич. спектр) носителей заряда $\mathscr{E}(\boldsymbol{p})$ ($\boldsymbol{p}$ — квазиимпульс носителей), знак заряда носителей, эфф. массу, концентрацию, времена жизни; позволяет изучить механизм рассеяния носителей заряда, разогрев носителей переменным полем и др. (см. ниже). Преимуществом Ц. р. по сравнению с др. методами является его избирательность — возможность подбором частоты выделить определ. группу носителей в полупроводнике.

Ц. р. в полупроводниках наблюдается на частотах 10^{10}—10^{12} Гц в полях 1—100 кЭ. Т. к. концентрация носителей заряда мала (обычно не превосходит 10^{14}—10^{15} см^{-3}), то эл.-магн. волны проникают в образец на большую глубину, значительно превосходящую диаметры орбит электронов (порядка мкм). Т. о., носители движутся в однородном электрич. поле, и Ц. р., как правило, наблюдается только при $\omega=\omega_c$.

Определение эффективной массы носителей. В простейшем случае изотропного квадратичного закона дисперсии носителей изоэнергетич. поверхность $\mathscr{E}(\boldsymbol{p})=\mathscr{E}_0$ — сфера (см. *Зонная теория*). Определение частоты ω_c позволяет найти скалярную *эффективную массу* носителей m, к-рая совпадает с циклотронной массой m_c. В случае более сложных законов дисперсии эфф. масса отличается от циклотронной массы. Для эллипсоидальных изоэнергетич. поверхностей m_c зависит только от направления $\boldsymbol{H}$, что позволяет определить гл. значения тензора эфф. масс. Напр., для электронов в Ge (кубич. симметрия) изоэнергетич. поверхность — совокупность 4 сфероидов (двухосных эллипсоидов), оси вращения к-рых направлены вдоль диагоналей куба, т. е. кристаллографич. осей [111]. В этом случае циклотронная частота

$$\omega_c=\omega_\perp\left(m_\parallel\cos^2\theta+m_\perp\sin^2\theta\right)/m_\parallel, \qquad (4)$$

где $\omega_\perp=|e|H/m_\perp c$; θ — угол между полем $\boldsymbol{H}$ и осью [111]; $m_\parallel$, $m_\perp$ — продольная и поперечная эфф. массы. Если $\boldsymbol{H}$ лежит в плоскости (110), то 2 из 4 сфероидов имеют одинаковый угол θ, т. е. одинаковые ω_c, и при произвольном θ для электронов наблюдается 3 пика Ц. р. (рис. 1). Поворачивая кристалл в поле $\boldsymbol{H}$, можно определить зависимость $m_c(\theta)$ (рис. 2). Выбрав 2 значения для двух θ, можно определить $m_\parallel$ и $m_\perp$.

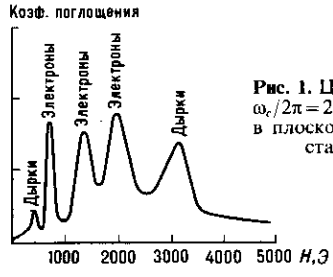


Рис. 1. Циклотронный резонанс в Ge при $\omega_c/2\pi=24$ ГГц, $T=4{,}2$ К; $\boldsymbol{H}$ направлено в плоскости (110) под углом 60° к кристаллографической оси [110].

Для изоэнергетич. поверхностей более сложной формы, чем эллипсоидальная, ω_c оказывается зависящей не только от ориентации поля $\boldsymbol{H}$, но и от проекции p_H квазиимпульса носителей на направление $\boldsymbol{H}$. В этом случае возникает разброс ω_c, и максимум поглощения наблюдается при нек-ром ср. значении $\bar{\omega}_c$. Разброс по величине p_H имеет место для тяжёлых дырок в Ge и Si и электронов в InSb.

На рис. 3 показана зависимость $m_c(\theta)$ для лёгких (скалярная эфф. масса) и тяжёлых дырок в Ge. Для последних

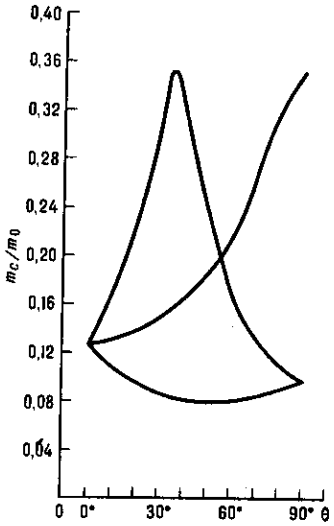


Рис. 2. Зависимость циклотронной массы электронов в Ge для магнитного поля $\boldsymbol{H}$, лежащего в плоскости (110) кристалла, от угла θ между $\boldsymbol{H}$ и осью [110], лежащей в той же плоскости (m_0 — масса свободного электрона); $T=4{,}2$ К.

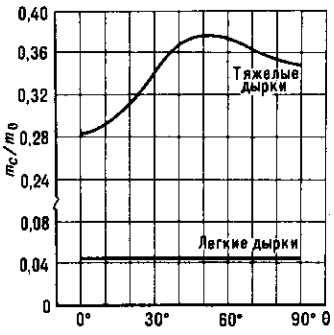


Рис. 3. Зависимость циклотронных масс дырок в Ge при $T=4{,}2$ К для поля $\boldsymbol{H}$, лежащего в плоскости (110) кристалла от угла θ между $\boldsymbol{H}$ и осью [110].

изоэнергетич. поверхности имеют сложную форму. Для анизотропного закона дисперсии Ц. р. возможен и при $\boldsymbol{E}(t) \parallel \boldsymbol{H}$. Для неквадратичного закона дисперсии m_c может зависеть и от энергии $\mathscr{E}$ носителя.

В классич. случае m_c не зависит от величины H. В квантующем поле это справедливо только для сферич. или эллипсоидальной изоэнергетич. поверхностей. Для более сложных изоэнергетич. поверхностей спектр Ц. р. усложняется и m_c может оказаться зависящей от H. Для вырожденных энергетич. зон возникает сложный неэквидистантный спектр уровней Ландау, вид к-рого существенно зависит не только от направления $\boldsymbol{H}$, но и от величины p_H.

Определение знака заряда носителей. В классич. Ц. р. вблизи резонанса $|\omega-\omega_c|\tau \leqslant 1$ мощность $P(\omega)$, поглощаемая в единице объёма полупроводника в плоскополяризованном поле $\boldsymbol{E}(t)$, равна

$$P(\omega)=\frac{1}{2}\frac{e^2E_0^2}{m_c}\int\frac{\tau(\mathscr{E})n(\mathscr{E})\,d\mathscr{E}}{1+(\omega-\omega_c)^2\tau^2}. \qquad (5)$$

Здесь E_0 — амплитуда электрич. поля, $n(\mathscr{E})$ — концентрация носителей. Ф-ла (5) относится к случаю скалярной эфф. массы. В случае круговой поляризации волны в зависимости от знака заряда носителя интенсивное поглощение испытывает волна с правым или левым направлением вращения. На этом основан метод определения знака заряда носителей.

Форма и ширина линии. В случае классич. Ц. р. полуширина $\delta\omega_c$ линии Ц. р., обусловленная рассеянием, зависит от ср. энергии носителей $\bar{\mathscr{E}}$:

$$\delta\omega_c \approx \tau^{-1}(\bar{\mathscr{E}}). \qquad (6)$$

При низких темп-рах существенно рассеяние на примесных атомах и акустич. *фононах*. Связь полуширины линии Ц. р. в единицах магн. поля δH с обратным временем релаксации τ^{-1} выражается соотношением

$$\frac{\delta H}{H_p}=\frac{\delta\omega_c}{\omega_c}=\omega_c^{-1}\tau^{-1}(\bar{\mathscr{E}}),$$

где H_p — значение H, отвечающее точному резонансу. В слабых электрич. полях (при отсутствии вырождения носителей) ср. энергия носителей определяется распределением Больцмана: $\bar{\mathscr{E}}=(3/2)kT$. В области низких T для легированного полупроводника δH не зависит от темп-ры (рис. 4), что соответствует рассеянию на нейтральных примесях. В области высоких темп-р $\delta H \propto T^{3/2}$, что отвечает рассеянию на акустич. фононах. Линия классич. Ц. р. в слабых электрич. полях практически всегда имеет лоренцеву форму. Площадь, огибаемая контуром спектральной линии Ц. р., содержит информацию о концентрации носителей и, следовательно, об их времени жизни, если носители не являются равновесными.

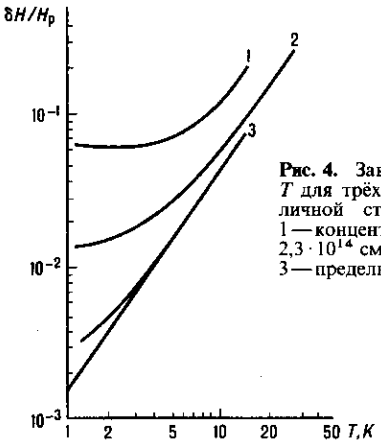


Рис. 4. Зависимость $\delta H/H_p$ от T для трёх образцов n-Ge с различной степенью легирования: 1 — концентрация доноров $2{,}3\cdot10^{14}$ см$^{-3}$; 2 — $5{,}1\cdot10^{13}$ см$^{-3}$; 3 — предельно очищенный кристалл.

В случае сложных неэллипсоидальных изоэнергетич. поверхностей наряду с уширением линии Ц. р. из-за процессов рассеяния (однородное уширение) возникает также т. н. неоднородное уширение, связанное с зависимостью m_c от p_H и $\mathscr{E}$ и с возникающим из-за этого разбросом ω_c (см. выше).

Ширина линии квантового Ц. р. Под действием электрич. поля $\boldsymbol{E}(t)\perp\boldsymbol{H}$ возникает суперпозиция состояний нулевого и первого уровней Ландау. Это приводит к появлению плотности тока в образце $\boldsymbol{j}(t)\perp\boldsymbol{H}$. Процессы затухания (релаксации) этого тока и определяют ширину линии Ц. р. Если эту релаксацию можно описать с помощью нек-рого эфф. времени релаксации, то выражение для поглощаемой мощности (5) сохраняет силу. При этом под энергией следует понимать кинетич. энергию движения носителей вдоль $\boldsymbol{H}$, а под $n(\mathscr{E})$ — концентрацию носителей на нулевом уровне Ландау. Время τ можно ввести для упругого рассеяния на примесных центрах и для рассеяния на акустич. фононах в двух предельных случаях — квазиупругого рассеяния, если энергия акустич. фонона $(m_c s^2\hbar\omega_c)^{1/2} \ll kT$, и неупругого рассеяния в случае $\gg kT$ (s — скорость звука). В этом случае τ^{-1} представляет собой полусумму обратных времён жизни носителя в состояниях нулевого и первого уровней Ландау. Существ. вклад в ширину линии квантового Ц. р. может давать уширение, связанное с изменением энергетич. спектра носителей вследствие взаимодействия с рассеивателями.

В двумерных системах — *инверсионных слоях* и квантовых ямах — в полях $\boldsymbol{H}$, перпендикулярных плоскости слоя, носители вследствие их высокой концентрации вырождены. Вид линии Ц. р. в этих случаях зависит не только от величины уширений, но и от положения уровня Ферми относительно уровней Ландау.

Гармоники Ц. р. В ряде случаев в спектрах Ц. р. помимо резонансного поглощения на осн. частоте ω_c наблюдаются также максимумы поглощения на частотах $n\omega_c$ (n — целое число). В слабых полях ($\hbar\omega_c \ll kT$) гармоники возникают при сложной (неэллипсоидальной) форме изоэнергетич. поверхностей. В этом случае носители заряда в плоскости, перпендикулярной $\boldsymbol{H}$, движутся по сложной замкнутой кривой. Скорость электрона $\boldsymbol{v}$ в этой плоскости не является уже простой гармонич. ф-цией времени t, её разложение в ряд Фурье содержит наряду с частотой ω_c кратные частоты $n\omega_c$. Соответственно поглощаемая мощность $P=e\boldsymbol{v}\boldsymbol{E}$ имеет на этих частотах максимумы. Гармоники Ц. р. для

тяжёлых дырок наблюдались в *p*-Ge и *p*-Si. При этом набор гармоник зависит от ориентации $\boldsymbol{H}$ относительно кристаллографич. осей.

В квантующем магн. поле и в слабом электрич. поле $\boldsymbol{E}(t)\perp\boldsymbol{H}$ переходы носителей происходят только между соседними уровнями Ландау. Однако при одновременном воздействии поля $\boldsymbol{E}(t)$ и поля рассеивателей оказываются разрешёнными переходы между любыми уровнями Ландау. Это означает, что при $\hbar\omega\gg kT$ возникают переходы с нулевого уровня Ландау на уровни с $n>1$ (хотя вероятность таких переходов значительно меньше, чем переходов на примесях и акустич. фононах), такие переходы происходят на частотах $n\omega_c$ и приводят к появлению гармоник (если же носители рассеиваются на оптич. фононах, то имеет место *циклотрон-фононный резонанс*).

Разогрев носителей. Т. к. *высокочастотная проводимость* (для плоскополяризованной волны) на частоте ω_c велика (она равна половине статич. проводимости), то в условиях Ц. р. возможен разогрев носителей перем. полем. Этот метод используется для изучения рассеяния на примесях и акустич. фононах. Осн. источником информации при этом является соотношение $\delta\omega_c\approx\tau^{-1}(\bar{\mathscr{E}})$. При малой мощности W излучения ср. энергия носителей $\bar{\mathscr{E}}$ близка к равновесной. Если же W велико, то $\bar{\mathscr{E}}$, а значит, и $\delta\omega_c$ начинают зависеть от W.

При рассеянии на заряж. примесях $\tau(\bar{\mathscr{E}})$ — возрастающая ф-ция, для акустич. фононов — убывающая, для нейтральных примесей τ слабо зависит от $\bar{\mathscr{E}}$. Поэтому в первом случае (а также при *межэлектронном рассеянии*) с ростом $\bar{\mathscr{E}}$ линия сужается, во втором — расширяется, в третьем — полуширина $\delta\omega_c$ остаётся неизменной. С ростом $\bar{\mathscr{E}}$ акустич. рассеяние становится преобладающим.

При разогреве в пост. электрич. поле E зависимость $\tau(E)$ определяется характером рассеяния. При умеренных значениях E рассеяние обусловлено вынужденным взаимодействием с акустич. фононами $(\tau^{-1}\backsim E^{0,5})$, в сильных — спонтанной эмиссией фононов $(\tau^{-1}\backsim E^{0,8})$ (см. *Горячие электроны*). Такие же зависимости наблюдаются и от амплитуды высокочастотного поля E_0 в условиях Ц. р. Т. к. $W\backsim E_0^2$, то $\delta\omega_c\backsim W^{0,25}$ в умеренном и $\delta\omega_c\backsim W^{0,4}$ в сильном высокочастотных полях.

Разогрев носителей в высокочастотном поле имеет два важных преимущества — отсутствие контактов в сильных электрич. полях и возможность избирательного нагрева определ. группы носителей, напр. электронов одной долины зоны проводимости в *многодолинных полупроводниках*.

Экспериментальные методы. Существуют 2 осн. способа наблюдения Ц. р. Первый состоит в измерении поглощения эл.-магн. мощности. Второй способ использует то обстоятельство, что поглощение излучения приводит к возрастанию энергии носителей. Это, в свою очередь, приводит к изменению проводимости σ полупроводника на пост. токе. Зависимость изменения $\Delta\sigma$ от ω или от H воспроизводит линию Ц. р. Этот способ имеет то преимущество, что детектором является сам образец. Кроме того, обычно этот способ оказывается более чувствительным, чем измерение поглощения. Однако в тех редких случаях, когда в пределах резонансной линии возникает смена механизма рассеяния (*а*), смена механизма рекомбинации носителей (*б*) или изменение типа проводимости (*в*), то кривая $\Delta\sigma(\omega)$ или $\Delta\sigma(H)$ в случаях (*а*) и (*б*) становится двугорбой, а в случае (*в*) ф-ция $\Delta\sigma(H)$ напоминает закон дисперсии показателя преломления.

В спектрометрах Ц. р. в качестве генераторов эл.-магн. излучения в сантиметровом диапазоне длин волн используются *клистроны*, генераторы Ганна (см. *Ганна диод*) и *лавинно-пролётные диоды*, в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах — *лампы обратной волны*, в субмиллиметровом и ИК-диапазонах — лазеры. Источниками магн. поля, как правило, служат сверхпроводящие соленоиды ($H\sim 100$ кЭ). Свободные носители заряда в полупроводниках при низких темп-рах создаются подсветкой. Для увеличения чувствительности применяются модуляц. методы регистрации (изменение концентрации свободных носителей при изменении интенсивности света). В связи с низкой добротностью линий Ц. р. обычно применяется развёртка спектров вариацией поля H.

Циклотронный резонанс в металлах

Исследование Ц. р. в металлах имеет большое значение для теории *металлов*. Он позволяет определить форму и размеры ферми-поверхности, времена свободного пробега носителей, электрон-фононное взаимодействие и др.

В металлах эл.-магн. волны почти полностью отражаются от поверхности образца, проникая в металл на небольшую глубину скин-слоя $\delta\sim 10^{-5}$ см (см. *Скин-эффект*). В хороших металлах, где число электронов — 1/атом, $\delta\sim 10^{-5}$—10^{-6} см; в *полуметаллах* (напр., у Bi) $\delta\sim 10^{-4}$ см. Радиус ларморовской орбиты электронов r, обратно пропорциональный полю H, сравним с δ лишь в сильных полях $H\sim 10^6$—10^7 Э (для полуметаллов $H\sim 10^4$ Э). В обычных же магн. полях эл.-магн. поле взаимодействует с электронами лишь на малом участке их орбиты. В результате электроны проводимости движутся в сильно неоднородном эл.-магн. поле, поскольку, как правило, диаметр их орбиты $2r\gg\delta$. Если магн. поле параллельно поверхности образца, то среди электронов есть такие, к-рые, хотя и движутся бо́льшую часть времени в глубине металла, где электрич. поля нет, однако на короткое время заходят в скин-слой, где взаимодействуют с волной (рис. 5).

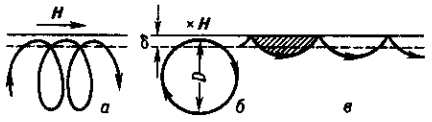


Рис. 5. Траектории электронов: *а*, *б* — в однородном постоянном магнитном поле $\boldsymbol{H}$ при действии переменного электрического поля $\boldsymbol{E}\perp\boldsymbol{H}$; магнитное поле $\boldsymbol{H}$ направлено параллельно поверхности металла; *в* — зеркально отражающихся от поверхности металла.

Механизм передачи энергии от волны носителям в этом случае аналогичен работе *циклотрона*, резонанс возникает, если электрон будет попадать в скин-слой каждый раз при одной и той же фазе электрич. поля, что возможно при $\omega=n\omega_c=neH/m_c c$. Это условие отвечает резонансам, периодически повторяющимся при изменении $1/H$. Электрон возвращается в ускоряющий слой через один или неск. периодов перем. поля $T=2\pi/\omega$, каждый раз получая энергию от поля.

В случае поля $\boldsymbol{H}$, наклонного относительно поверхности образца, электроны, проходя по направлению поля $\boldsymbol{H}$ за один оборот путь порядка r, проводят в слое δ время, равное $(2\pi/\omega)(\delta/r)\leqslant 2\pi\omega$. При этом периодичность движения в поле $\boldsymbol{H}$ на их взаимодействие с перем. полем не влияет, и Ц. р. отсутствует (рис. 6, *а*).

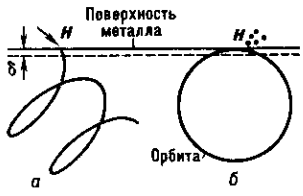


Рис. 6.

Приведённое описание является исчерпывающим только в случае электронов с квадратичным законом дисперсии, когда m_c, а следовательно, и ω_c одинаковы для всех электронов. В случае более сложных законов дисперсии ω_c, как и в случае полупроводников, может зависеть от $\mathscr{E}$ и p_H. При этом для Ц. р. существенны только электроны с энергией $\mathscr{E}=\mathscr{E}_F$ ($\mathscr{E}_F$ — *ферми-энергия*). Из электронов с разл. p_H, образующими непрерывный спектр циклотронных частот ω_c, осн. роль в Ц. р. играют: 1) электроны вблизи экстремальных значений p_H^{extr} на ферми-поверхности $\mathscr{E}(\boldsymbol{p})=\mathscr{E}_F$, где $\omega_c(p_H)$ медленнее всего меняется, а плотность состояний электронов, как ф-ция ω_c, обращается в бесконечность; 2) электроны вблизи особых точек — граница спектра $\omega_c(p_H^{TP})$.

Измерение частот Ц. р. позволяет непосредственно определить экстремальные и граничные значения m_c. Полуширина резонансной линии определяет время свободно-

го пробега τ, к-рое в условиях Ц. р. ($\delta \ll r$, $\omega\tau \gg 1$) может быть введено в металлах. Возможность введения τ связана с тем, что основную роль в Ц. р. играет малая часть электронов вблизи экстремальных и граничных значений p_H и с малой проекцией скорости на нормаль к поверхности металла. Возможен лишь «уход» из этих состояний во все остальные («приходом» электронов в эту узкую область значений p_H из-за случайных столкновений можно пренебречь). В результате τ при Ц. р. может существенно отличаться от статич. т. Так, напр., в статич. случае однократное столкновение электрона с фононом слабо рассеивает электрон и малосущественно; существенным становится лишь число столкновений порядка $(\Theta_д/T)^2$, где $\Theta_д$ — *Дебая температура*, $\tau_{эф} \sim T^{-5}$. При Ц. р. уже однократное столкновение с фононом может вывести электрон из ускоряющего слоя или из «резонансного» p_H, т. е. оказаться существенным, что обусловливает $\tau_{эф}^{рез} \sim T^{-3}$.

Исследование Ц. р. в пластинках тоньше длины свободного пробега электронов позволяет выяснить, какая из электронных орбит последней помещается в пластинке и даёт Ц. р. (радиус орбиты пропорционален $1/H$, следовательно, номеру n резонансной гармоники). При большом n это (с относит. точностью $\sim n^{-1}$) определяет диаметр поверхности Ферми в соответствующем направлении. Ц. р. может дать также информацию и об открытых траекториях электронов, если их направление параллельно поверхности образца (см. *Ферми-поверхность*).

Поверхностный импеданс в условиях Ц. р. Комплексная проводимость. В металлах характеристики Ц. р. удобно выражать через *поверхностный импеданс*:

$$Z(H) = R(H) + iX(H),$$

где R — активное, X — реактивное сопротивления. Резонансное значение полного поверхностного импеданса Z связано с временем свободного пробега электрона τ и частотой излучения ω следующими ф-лами: 1) в случае квадратичного закона дисперсии:

$$R(H_p)/R(0) \sim (2\pi n/\omega\tau)^{2/3},$$
$$X(H_p)/X(0) \sim (2\pi n/\omega\tau)^{1/3}; \qquad (1)$$

2) для произвольного закона дисперсии при максимальной m_c и минимальной ω_c:

$$R(H_p)/R(0) \sim X(H_p)/X(0) \sim (n^2/\omega\tau)^{1/6}; \qquad (2)$$

3) в случае минимальной m_c:

$$R(H_p)/R(0) \sim (n^2/\omega\tau)^{4/9},$$
$$X(H_p)/X(0) \sim (n^2/\omega\tau)^{1/6}. \qquad (3)$$

При Ц. р. ток при заданной напряжённости электрич. поля максимален, что соответствует минимумам R и X. Полуширина резонансной линии $\Delta\omega_c \sim 2\pi n/\omega\tau$. Отсюда и из ф-л (1)—(3) следует, что вещественная и мнимая части $\partial Z/\partial H$ при Ц. р. максимальны.

Комплексная проводимость σ в простейшем случае квадратичного изотропного закона дисперсии носителей и взаимноперпендикулярных $\boldsymbol{E}$ и $\boldsymbol{H}$ равна

$$\sigma_{\pm} = \sigma_0 \left\{ \frac{1}{1+(\omega \pm \omega_c)^2\tau^2} + i\,\frac{(\omega \mp \omega_c)\tau}{1+(\omega \pm \omega_c)^2\tau^2} \right\}.$$

Здесь σ_0 — статич. проводимость кристалла в отсутствие магн. поля. Т. о., $\sigma_{\pm}$ отличается от σ_0 лишь заменой $1/\tau$ на $1/\tau + i(\omega \pm \omega_c)$. Это естественно, т. к. действие $\boldsymbol{H}$ на электронный газ эквивалентно вращению его как целого с частотой ω_c.

Магнитные поверхностные уровни. В металлах в тех же условиях, что и Ц. р., может наблюдаться близкое к нему по природе явление — осцилляции поверхностей проводимости из-за квантовых переходов между *магнитными поверхностными уровнями*. Они возникают, если электроны могут зеркально отражаться от поверхности образца, совершая тем самым периодич. движение, к-рое квантовано, и разрешёнными оказываются такие орбиты, для к-рых поток магн. поля через сегмент, образуемый дугой траектории и поверхностью образца, равен $(n+1/4)ch/e$.

Лит.: Дорфман Я. Г., Парамагнитный и диамагнитный резонанс электронов проводимости, «ДАН СССР», 1951, т. 81, № 5, с. 765; Dingle R. B., Some magnetic properties of metals. Diamagnetic resonance, «Proc. Roy. Soc. London. Series A. Math. and Phys. Sci.», 1952, v. 212, № A1108, p. 38; Азбель М. Я., Канер Э. А., Теория циклотронного резонанса в металлах, «ЖЭТФ», 1956, т. 30, в. 4, с. 811; 1957, т. 32, в. 4, с. 896; Лазукин В. Н., Циклотронный резонанс, «УФН», 1956, т. 59, № 3, с. 553; Абрикосов А. А., Введение в теорию нормальных металлов, М., 1972; Зеегер К., Физика полупроводников, пер. с англ., М., 1977; Цидильковский И. М., Зонная структура полупроводников, М., 1978; Ашкрофт Н., Мермин Н., Физика твердого тела, пер. с англ., т. 1—2, М., 1979.

Ю. А. Гурвич, Е. М. Гершензон.

ЦИКЛОТРО́Н-ФОНО́ННЫЙ РЕЗОНА́НС — резонансное поглощение эл.-магн. энергии, обусловленное переходами электронов между уровнями Ландау при участии оптич. фононов. Наблюдается при распространении эл.-магн. волн в полупроводнике, находящемся в пост. магн. поле $\boldsymbol{H}$. Необходимыми условиями возникновения Ц.-ф. р. являются наличие достаточно сильного (квантующего) магн. поля $H > mckT/|e|\hbar$ (m — эфф. масса электрона, T — темпра, e — заряд электрона; см. *Гальваномагнитные явления*) и оптич. ветви в колебат. спектре полупроводника (см. *Колебания кристаллической решётки*).

Электроны в квантующем магн. поле имеют непрерывный энергетич. спектр для движения вдоль магн. поля и дискретный — для поперечного движения. Если зависимость энергии электрона $\mathscr{E}$ от его квазиимпульса $\boldsymbol{p}$ изотропна и квадратична, то энергия электрона определяется соотношением (см. *Ландау уровни*):

$$\mathscr{E}_n(p_H) = \hbar\omega_c\left(n+\frac{1}{2}\right) + \frac{p_H^2}{2m}. \qquad (1)$$

Здесь n — целое положит. число, p_H — компонента квазиимпульса в направлении $\boldsymbol{H}$, $\omega_c = |e|H/mc$ — *циклотронная частота* электрона. Условие $\mathscr{E}_n - \mathscr{E}_{n-1} = \hbar\omega$ (ω — частота внеш. эл.-магн. поля, p_H фиксировано) приводит к *циклотронному резонансу*. Однако если расстояние между уровнями Ландау совпадает с суммой или разностью энергий

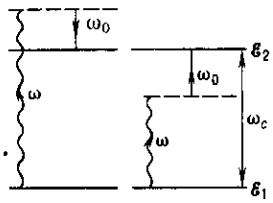


Рис. 1. Электронные переходы с участием оптического фонона ($\hbar = 1$).

оптич. фонона и фотона, в поглощении эл.-магн. энергии также наблюдается резонанс на частоте ω (рис. 1). Если учесть возможность многофононных и многофотонных процессов, условие циклотрон-фононного резонанса будет иметь вид:

$$i\omega_c = i_1\omega + i_2\omega_0. \qquad (2)$$

Здесь ω_0 — частота оптич. фонона. Величина $i-1$ называется номером гармоники. Далее будет считаться $i_1 = 1$, $i_2 = \pm 1$.

Ц.-ф. р. обусловлен перебросом электронов между уровнями Ландау за счёт взаимодействия электронов с оптич. фононами и фотонами. В отсутствие фотона Ц.-ф. р. переходит в *магнитофононный резонанс*. Коэф. поглощения эл.-магн. энергии при Ц.-ф. р. зависит от характера поляризации эл.-магн. волны. Если вектор электрич. поля волны $\boldsymbol{E} \perp \boldsymbol{H}$, то Ц.-ф. р. имеет место, в обратном случае Ц.-ф. р. отсутствует.

Коэффициент затухания $\varkappa$ волны зависит от величины расстройки резонанса $\Delta_i = \omega - \omega_i$ (ω_i — резонансная частота).

Кривая поглощения (рис. 2) резко асимметрична. При определ. условиях линия Ц.-ф. р. может принимать более сложную форму, напр. расщепиться на неск. линий, и у осн. линий Ц.-ф. р. могут появиться спутники. Ц.-ф. р. чувствителен к внеш. воздействиям; напр., наличие поперечного пост. электрич. поля «размывает» пик $\varkappa$.

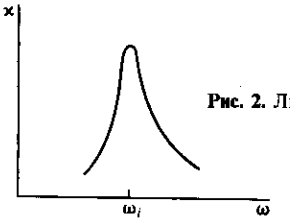


Рис. 2. Линия поглощения циклотрон-фононного резонанса.

Если хотя бы один из размеров образца d достаточно мал (напр., образец — тонкая плёнка), то возникает дополнит. размерное квантование спектра (см. *Квантовые размерные эффекты*). Если ось oz направлена вдоль толщины плёнки, то энергетич. спектр электронов имеет вид

$$\mathscr{E}_n=\frac{p_x^2+p_y^2}{2m}+\frac{\pi^2n^2\hbar^2}{2md^2}. \qquad (3)$$

Дискретизация электронного спектра в направлении oz приводит к т. н. размерно-фононному резонансу, связанному с переходом электрона между уровнями размерно-квантованного спектра за счёт поглощения оптич. фонона и фотона. Если вдоль оси oz приложить квантующее поле $\boldsymbol{H}$, то электронный спектр становится полностью дискретным и условие резонанса приобретает вид

$$\omega=i\omega_c+(n_1^2-n_2^2)\pi^2\hbar/2md^2\pm\omega_0. \qquad (4)$$

Из ур-ния (4) видно, что кроме линий Ц.-ф. р. ($n_1^2-n_2^2=0$) и размерно-фононного резонанса ($i=0$) возникают новые серии линий размерно-циклотрон-фононного резонанса.

Наряду с обычным Ц.-ф. р. наблюдаются Ц.-ф. р., сопровождающийся переворотом спина электрона, и многофононный Ц.-ф. р. В полупроводнике при определ. условиях существует такая область параметров, в к-рой дисперсия преобладает над затуханием волны, и может возникать широкий набор циклотрон-фононных волн.

Лит.: Баканас Р. К., Басс Ф. Г., Левинсон И. Б., Циклотрон-фононный резонанс в полупроводниках, «ФТП», 1978, т. 12, в. 8, с. 1457.

Ф. Г. Басс.

ЦИЛИНДРИ́ЧЕСКАЯ ВОЛНА́ — волна, радиально расходящаяся от или сходящаяся к нек-рой оси в пространстве или точке на плоскости. В последнем случае эти волны наз. также круговыми. Примерами Ц. в. могут служить волны на поверхности воды от брошенного камня или колеблющегося поплавка, эл.-магн. или акустич. волны, возбуждаемые источниками, расположенными в пространстве, ограниченном, напр., двумя плоскопараллельными отражателями (в т. ч. внутри океанич. волноводов и т. д.).

Структура Ц. в. существенно сложнее структуры плоских (одномерных) и сферич. (трёхмерных) волн. Простейшая монохроматич. симметричная Ц. в. с источником в центре (рис. 1) удовлетворяет двумерному *волновому уравнению* и описывается с помощью ф-ции Ханкеля нулевого порядка $H_0(kr)$:

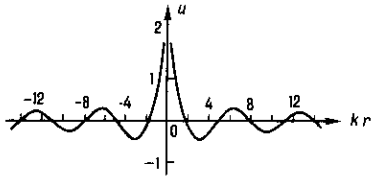


Рис. 1. Радиально расходящаяся цилиндрическая волна, возбуждаемая источником в центре.

$$u(r,\,t)\sim H_0(kr)\exp i\omega t, \qquad (1)$$

где ω — круговая частота, k — волновое число. На больших расстояниях от оси ($kr\gg1$) волновое поле (1) приобретает вид

$$u(r,\,t)\sim\frac{A}{\sqrt{r}}\exp\left[i(\omega t-kr)\right], \qquad (2)$$

и только в этом асимптотич. представлении в Ц. в. можно однозначно выделить амплитуду $A/\sqrt{r}$ и фазу $\omega t-kr=\omega(t-r/v_\phi)$, где фазовая скорость v_ϕ совпадает с фазовой скоростью плоской волны: $v_\phi=\omega/k=2\pi/\lambda$ (λ — длина волны). По мере удаления от оси квадрат модуля волнового возмущения (2) убывает как $1/r$, а поверхность цилиндра, охватывающая источник, растёт пропорционально r, так что, в соответствии с законом сохранения энергии, суммарное значение потока энергии, уносимого от источника на оси, остаётся постоянным.

В отсутствие *дисперсии волн* из гармонич. волн (2) вдали от оси можно составить волну любой формы (в частности, уединённую волну или волновой пакет), перемещающуюся с пост. скоростью $v_\phi=v$:

$$u(r,\,t)=\frac{A}{\sqrt{r}}\,f(t-r/v), \qquad (3)$$

где ф-ция $f(t-r/v)$ удовлетворяет одномерному волновому ур-нию. Однако в промежуточной области, где $kr\sim1$, даже в среде без дисперсии происходит сильная деформация волнового возмущения (рис. 2). Это связано с тем, что

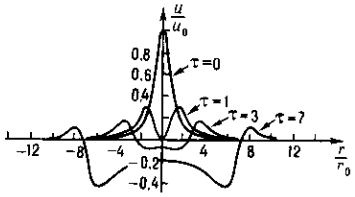


Рис. 2. Радиально расходящаяся цилиндрическая волна, заданная в начальный момент времени в форме одиночного импульса $u=u_0\,(1+r/r_0)^{3/2}$. С увеличением $\tau=ct/r_0$ (с ростом времени t) импульс расплывается, оставляя за собой «шлейф».

Ц. в. в принципе нестационарна: удаляясь от оси (центра), она оставляет за собой «шлейф», к-рый можно интерпретировать как результат прихода волновых возмущений от всё более и более удалённых от точки наблюдения источников на оси.

Лит. см. при ст. *Волны.*

М. А. Миллер, Л. А. Островский.

ЦИЛИНДРИ́ЧЕСКИЕ МАГНИ́ТНЫЕ ДОМЕ́НЫ (ЦМД) — разновидность *ферромагнитных доменов*; изолированные однородно намагниченные области в *магнитной плёнке* (или в тонкой магн. пластинке), имеющие форму круговых цилиндров и направление намагниченности, антипараллельное намагниченности остальной части плёнки. Для образования ЦМД необходимо наличие у магн. плёнки достаточно большой *магнитной анизотропии*, причём ось лёгкого намагничивания (ОЛН) должна быть перпендикулярна поверхности плёнки. Материалы, в к-рых могут образовываться ЦМД, наз. ЦМД-материалами. К ним относятся монокристаллич. плёнки ферритов-гранатов, аморфные плёнки интерметаллич. соединений редкоземельных и переходных металлов, ортоферриты, гексаферриты и др.

Для характеристики ЦМД-материалов используют т. н. фактор качества $Q=K_u/2\pi M_s^2$, где K_u — константа одноосной анизотропии, M_s — намагниченность насыщения; в ЦМД-материалах $Q>1$. Другим важным параметром является характеристич. длина l, задающая характерный размер доменов в данном материале: $l=(AK_u)^{1/2}/\pi M_s^2$, где A — т. н. константа неоднородного обмена.

ЦМД могут образовываться при намагничивании плёнки во внеш. магн. поле (поле смещения, или поле подмагничивания) $H_{см}$, направленном вдоль ОЛН (рис. 1). Для того чтобы намагниченность в объёме плёнки была направлена вдоль ОЛН, энергия магн. анизотропии должна

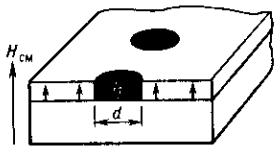


Рис. 1. Цилиндрические магнитные домены (ЦМД) в тонкой магнитной плёнке с одноосной анизотропией ($H_{см}$ — магнитное поле смещения, d — диаметр ЦМД).

превышать магнитостатич. энергию (энергию *магнитных полюсов*, образующихся на поверхности плёнки, когда намагниченность направлена перпендикулярно к этой поверхности).

Первые фотографии изолированных ЦМД были получены в США (1959), решётки ЦМД — в Чехословакии (1960). Для наблюдения ЦМД используют магнитооптич. эффекты (*Фарадея эффект, Керра эффект* и др.); существуют также электронные методы регистрации ЦМД.

Основные свойства ЦМД. В исходном размагниченном состоянии (при $H=0$) плёнка из ЦМД-материала обладает, как правило, неупорядоченной лабиринтной доменной структурой (рис. 2, *а*) с двумя типами доменов, намагниченность к-рых направлена вдоль либо против нормали к поверхности плёнки. Характерное значение ширины домена в лабиринтной структуре зависит от намагниченности насыщения и составляет 0,5—5 мкм в ферритах-гранатах, 0,1—0,5 мкм в гексаферритах, 30—100 мкм в ортоферритах.

При увеличении напряжённости поля смещения (напр., направленного вверх, как показано на рис. 1) лабиринтная доменная структура превращается в структуру ЦМД; домены с намагниченностью, ориентированной по полю, стремясь уменьшить энергию образца, увеличиваются в объёме, а домены с противоположным направлением намагниченности сжимаются по ширине и уменьшаются по длине до тех пор, пока не превратятся в изолированные ЦМД (рис. 2, *б*).

ЦМД поддерживается в устойчивом равновесии под действием трёх сил: сжимающей со стороны поля смещения; растягивающей силы магнитостатич. происхождения; сжимающей силы поверхностного натяжения *доменной стенки*. Именно благодаря последней поддерживается круглая форма ЦМД.

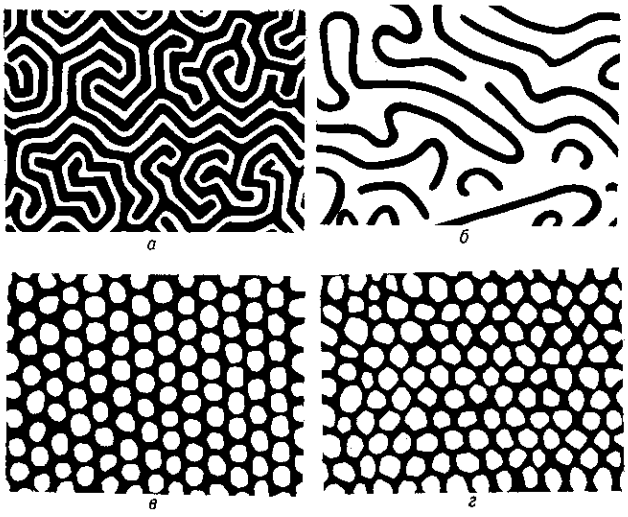


Рис. 2. Трансформация лабиринтной доменной структуры под действием внешнего поля: *а* — лабиринтная доменная структура; *б* — уединённые ЦМД; *в* — решётка ЦМД; *г* — сотовая доменная структура.

Изолированные ЦМД существуют в определ. интервале значений напряжённости поля смещения $H_1 < H_{см} < H_2$ (рис. 3, слева). При $H=H_2$ происходит коллапс (схлопывание) ЦМД, при $H=H_1$ он растягивается в полоску. Критич. поле H_1 наз. полем эллиптич. неустойчивости, H_2 — полем коллапса. Значения этих полей зависят от соотношения между толщиной плёнки h и её характеристич. длиной l (рис. 3, справа). При изменении величины $H_{см}$ в интервале от H_1 до H_2 диаметр ЦМД изменяется примерно на $\pm 50\%$ относительно ср. значения, равного $8l$. Зависимость диаметра ЦМД от поля смещения практически линейная.

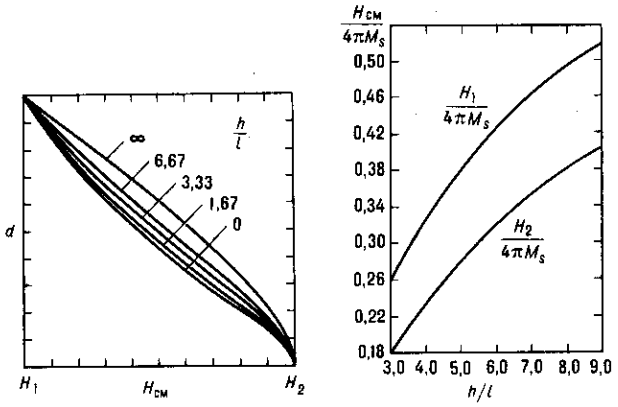


Рис. 3. Слева — зависимость диаметра ЦМД d от поля смещения $H_{см}$ в плёнках различной толщины; справа — зависимость критических полей H_1 и H_2 от h/l.

В ряде экспериментов, однако, наблюдаются т. н. жёсткие ЦМД, для исчезновения к-рых необходимо приложить поле смещения, почти вдвое превышающее поле коллапса нормального ЦМД, причём конечный диаметр жёсткого ЦМД непосредственно перед коллапсом значительно меньше размера нормального ЦМД в том же материале. Исследования таких различий в поведении при коллапсе, а также в экспериментах по трансляции ЦМД в градиентном поле смещения привели к обнаружению внутр. структуры доменных стенок ЦМД, т. н. состояний ЦМД.

Состояния ЦМД. В плёнках ЦМД-материалов, в отличие от случая неограниченной среды, доменные стенки являются скрученными, сильное размагничивающее поле ориентирует намагниченность вблизи поверхностей плёнки вдоль нормали к плоскости доменной стенки. Тогда в верх. и ниж. частях плёнки стенка имеет структуру Нееля (см. *Нееля стенка*), и лишь в середине плёнки доменная стенка имеет структуру Блоха (см. *Блоха стенка*). Толщина доменной границы в типичных ЦМД-материалах изменяется в пределах 10—100 нм.

Состояние ЦМД определяется пространственной конфигурацией намагниченности в центре его доменной стенки в сечении ЦМД плоскостью, проходящей через середину плёнки, где доменная стенка является блоховской и намагниченность лежит в плоскости плёнки. На рис. 4 представлено несколько возможных простых структур стенок ЦМД.

Состояние ЦМД характеризуется т. н. индексом состояния

$$S=\oint\frac{d\varphi}{2\pi},$$

где φ — угол между намагниченностью и произвольным направлением в плоскости плёнки. Т. о., S представляет

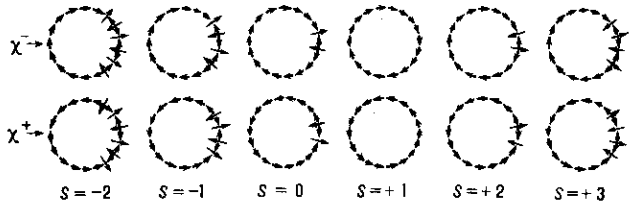


Рис. 4. Возможные структуры стенок ЦМД с малыми индексами S.

собой общее число полных оборотов намагниченности в центре стенки при обходе домена против часовой стрелки. Наиб. простой доменной структуре соответствует $S=1$.

Для каждого значения индекса S существуют две возможные конфигурации стенки, связанные с типом винтообразности (спиральности) нормального участка стенки: χ^+ и χ^-, причём, по определению, χ^+ соответствует левовинтовому распределению намагниченности в нормальной стенке.

Возможны также и другие реально наблюдаемые конфигурации стенок. Так, на рис. 5 (слева) показано состояние ЦМД ($S=0$), к-рое может реализоваться при наличии поля в плоскости плёнки. Возникающие в стенке переходные области, связанные с разл. направлением разворота намагниченности в центре стенки, наз. блоховскими линиями (БЛ; в данном случае — вертикальными блоховскими линиями — ВБЛ; см. *Блоха линия*). В случае конфигурации, изображённой на рис. 5 (справа, $S=1$), говорят о незакрученной паре БЛ — паре БЛ разного знака (при сближении таких БЛ разворот намагниченности исчезает — линии аннигилируют), в отличие от закрученной пары БЛ (линии одного знака) в структуре на рис. 5 (слева).

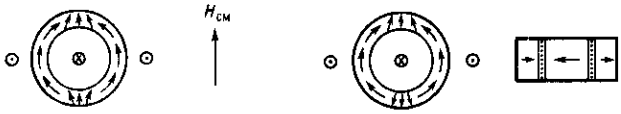


Рис. 5. Слева — структура стенки ЦМД с $S=0$; справа — структура стенки ЦМД с $S=1$ с незакрученной парой блоховских линий.

Блоховская линия создаёт поля рассеяния. Эти поля уменьшаются, если БЛ разбивается на две части, намагниченность в к-рых ориентирована антипараллельно. Возникающая при этом переходная область — неоднородное распределение намагниченности в БЛ — наз. блоховской точкой (см. *Блоха точка*). Так, если верх. часть ЦМД соответствует $S=1$, а нижняя $S=0$, то в результате получается состояние $S={}^1/_2$. При наличии магн. поля в плоскости плёнки блоховская точка будет перемещаться из центра в направлении, соответствующем увеличению участка БЛ, намагниченность в к-рой ориентирована вдоль поля. Т. о., ЦМД может находиться в промежуточном состоянии со значением S между 0 и ${}^1/_2$.

Статическое состояние ЦМД характеризуется тройкой чисел (S, L, P) и спиральностью доменной стенки; здесь индекс состояния S — целое или полуцелое число, L — число блоховских линий (чётное), P — число блоховских точек. Для не сильно закрученных доменных стенок (малые индексы S) характерно асимметричное распределение БЛ вдоль контура домена (рис. 4). Этот эффект получил название кластеризации ВБЛ (Хуберт, 1973; Слончевский, 1974) и обусловлен конкуренцией между магнитостатической и обменной энергиями.

Если число БЛ в стенке ЦМД достаточно велико, то такой домен является жёстким. Для реальных жёстких ЦМД S порядка 30—100. При уменьшении поля смещения жёсткие ЦМД испытывают эллиптич. неустойчивость, однако они не растягиваются до бесконечности, а принимают форму эллипса определ. размера. В свою очередь, эллипсоидальные ЦМД при дальнейшем уменьшении поля преобразуются в домены, имеющие форму гантели. Жёсткие ЦМД нежелательны в ЦМД-устройствах, поэтому для их подавления в поверхностный слой ЦМД-плёнки имплантируют атомы H, He, Ne, а также выращивают многослойные плёнки с малой анизотропией в поверхностном слое либо наносят на поверхность тонкий слой пермаллоя. Наиб. сильно различия между состояниями ЦМД проявляются в динамич. экспериментах.

Динамические свойства ЦМД. Под действием магн. поля смещения, не однородного в плоскости плёнки, ЦМД перемещаются в область с более слабым полем смещения, где их энергия понижается. Движению ЦМД препятствуют сила вязкого трения и коэрцитивность плёнки. Первая из них обусловлена сопровождающим движение ЦМД переворотом спинов в плёнке и, следовательно, диссипацией энергии. Вторая связана с несовершенством структуры плёнки: дефекты структуры затрудняют перемещение ЦМД в плёнке. В результате скорость движения ЦМД определяется выражением

$$v=\frac{\eta_w}{2}\left(\Delta H_z-\frac{8}{\pi}H_c\right),$$

где ΔH_z — изменение напряжённости поля на расстоянии, равном диаметру ЦМД; η_w — подвижность доменной стенки; H_c — *коэрцитивная сила* материала (Пернески, 1969). Типичные значения этих величин в ЦМД-материалах: $\eta_w \approx 10^2$—10^3 м^{2}с$^{-1}$А$^{-1}$, $\Delta H_z \simeq 80$—400 А/м, $H_c \simeq 80$ А/м, $v \simeq 1$—10 м/с.

Важнейший результат исследований 1970-х гг. — открытие эффекта отклонения траектории поступат. движения ЦМД от направления градиента внеш. поля смещения. Отклонение ЦМД вызывается поперечной гироскопич. силой, действующей на движущийся участок стенки, характеризующийся разворотом вектора намагниченности по азимутальному углу φ, независимо от того, локализовано ли изменение φ в блоховской линии или распределено непрерывным образом вдоль стенки домена, как в ЦМД с $S=1$ (рис. 4) (см. также *Доменной стенки динамика*). Гироскопич. сила F_g, действующая на ЦМД, зависит от суммарного разворота угла φ вдоль стенки домена (т. е. от ср. индекса S):

$$F_g=\frac{4\pi M_s}{\gamma}h\bar{S}[\boldsymbol{nv}];$$

здесь γ — гиромагн. соотношение; $\boldsymbol{n}$ — единичный вектор, направленный против намагниченности внутри домена; $\boldsymbol{v}$ — скорость смещения домена.

Движение ЦМД определяется одноврем. действием продвигающей силы со стороны внеш. поля, силы вязкого трения, коэрцитивной и гиротропных сил (рис. 6). Величина и знак угла сноса ЦМД зависят от индекса ЦМД; при $S=0$ ЦМД двигается вдоль проекции градиента поля смещения на плоскость плёнки. При очень большой плотности ВБЛ (жёсткие ЦМД) угол сноса ЦМД стремится к $\pm 90°$.

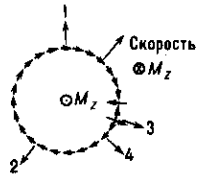


Рис. 6. Направление действия сил внешнего поля (1), вязкого трения (2, 3) и гироскопической силы (4) для движущегося ЦМД с $S=+2$ (1 — фарадеевская сила, 2 — сила вязкого трения, 3 — добавочная сила вязкого трения из-за неелевских линий).

При включении или выключении магн. поля в плоскости плёнки возможно движение ЦМД и без внешнего продвигающего градиентного поля смещения. Это движение (т. н. автодвижение) характерно для ЦМД со сложной структурой доменной стенки и связано с перемещением БЛ вдоль стенки ЦМД при изменении внеш. поля.

Воздействие тангенциального магн. поля может приводить также к переходам между состояниями ЦМД. Особенно хорошо исследованы переходы между состояниями $(1, 2, 0)^+$, $(1, 0, 0)^+$, $(1, 0, 0)^-$ и $(1, 2, 0)^-$.

Существ. влияние на поведение ЦМД при больших скоростях их движения оказывает скручивание спинов в доменной стенке. На заднем верхнем и переднем нижнем краях домена, где проекция скорости на нормаль к плоскости доменной стенки максимальна, происходит зарождение блоховских петель, или горизонтальных блоховских линий (ГБЛ). Под действием гиротропных сил зародившиеся ГБЛ перемещаются в глубь плёнки. Если ГБЛ достигает противоположной поверхности, то это приводит к появлению двух пар ВБЛ на противоположных краях боковой поверхности ЦМД. Затем происходит зарождение следующей пары ГБЛ и т. д. Многократное повторение описанного процесса приводит к образованию большого числа динамически захваченных ГБЛ и ВБЛ, к-рые, увеличивая диссипативную силу, снижают скорость ЦМД, что, в конечном итоге, приводит к насыщению скорости ЦМД. Угол сноса при этом не изменяется, т. к. в каждой паре ВБЛ имеют разные знаки.

Поскольку доменные стенки с БЛ разного знака не обладают статич. устойчивостью, то при выключении поля смещения динамически захваченные БЛ начинают раскручиваться (аннигилировать), что приводит к движению ЦМД по инерции (баллистич. последействие). Прорыв ГБЛ на поверхность плёнки может сопровождаться также хаотич. изменениями скорости и угла сноса ЦМД.

Решётка ЦМД. При увеличении плотности ЦМД в плёнке вследствие существования в системе доменов магнитостатич. сил отталкивания неупорядоченная совокупность образовавшихся ЦМД выстраивается в гексагональную решётку ЦМД (рис. 2, *в*). Решётка ЦМД характеризуется периодом L и диаметром ЦМД d. Поскольку в решётке ЦМД на каждый домен действует магн. поле рассеяния от соседних доменов, то для сохранения прежнего размера уединённого ЦМД требуется меньшее внеш. поле смещения.

Эллиптич. искажения формы ЦМД в решётке при уменьшении напряжённости поля подмагничивания развиваются только в том случае, когда плотность доменов невелика, т. е. $L \gg d$. Если плотность доменов в решётке достаточно велика ($L \approx d$), то эллиптич. искажения не возникают и снижение напряжённости магн. поля приводит к искажениям круговой формы доменов: ЦМД приобретают шестиугольную форму (сотовая доменная структура; рис. 2, *г*). Решётка при этом сохраняет устойчивость не только при $H=0$, но и в поле H, параллельном направлению M внутри ЦМД.

Гексагональная ЦМД-решётка имеет три основные моды колебаний: оптическую, соответствующую синфазным радиальным колебаниям ЦМД, и две акустические, соответствующие трансляционным смещениям ЦМД в двух направлениях. Деформационные волны акустич. типа аналогичны звуковым волнам в упругих средах. Возбудить такие волны можно пространственно неоднородным в плоскости плёнки импульсным или ВЧ-полем. Наличие ВБЛ в границе ЦМД и появление нелинейных и гиротропных эффектов обусловливают гибридизацию оптич. и акустич. мод деформационных волн и приводят к появлению коллективных мод ЦМД.

Сильная взаимосвязь радиальной и трансляционных мод деформационных волн в ЦМД-решётках приводит к эффектам *спонтанного нарушения симметрии*. В полях смещения, по напряжённости близких к напряжённости поля коллапса гексагональной ЦМД-решётки, возникающая под влиянием случайных возмущений деформационная волна с волновым вектором $k=4\pi/L$ вызывает динамич. неустойчивость решётки, сопровождающуюся спонтанным коллапсом каждого третьего ЦМД. Лавинный процесс коллапса ЦМД сопровождается затем перестройкой исходной решётки в решётку с прежней симметрией, но с бо́льшим периодом. При дальнейшем увеличении магн. поля процесс повторяется. Полностью решётка ЦМД исчезает только при значении магн. поля, равного значению поля коллапса уединённого домена.

Применение ЦМД. Свойства ЦМД (устойчивость в нек-ром интервале полей смещения, подвижность, возможность управлять их движением, способность находиться в разл. состояниях и т. д.) определяют их применимость в устройствах обработки информации. ЦМД-устройство состоит из ряда функциональных элементов, обеспечивающих генерацию, продвижение, переключение и детектирование ЦМД. Идея таких устройств состоит в следующем. Пусть в плёнке к.-л. способом сформирован канал, вдоль к-рого могут перемещаться с заданной скоростью ЦМД (канал продвижения ЦМД). Информация представляется в двоичном коде по принципу «наличия — отсутствия» ЦМД. В определ. позициях канала формируют генератор и детектор ЦМД, выполняющие те же функции, что головки записи и считывания в устройствах с подвижными магн. носителями информации. Генератор преобразует поступающие на его вход от внешнего электронного устройства электрич. импульсы в ЦМД, детектор производит обратное преобразование. Важное отличие ЦМД-устройств заключается в том, что в них не требуется механич. перемещений к.-л. элементов.

Наиб. часто используются *доменопродвигающие структуры*, представляющие собой аппликации определ. формы (напр., в виде $T1$; рис. 7, *а*, *б*) из магнитно-мягкого материала (обычно пермаллоя). При намагничивании пермаллоевых аппликаций управляющим магн. полем, ориентирован. в плоскости плёнки, на их краях возникают магн. полюса. ЦМД притягиваются к отрицат. полюсам аппликаций, т. е. создаётся магнитостатич. ловушка. При вращении управляющего магн. поля в плоскости плёнки происходит перемещение ЦМД на один период доменопродвигающей структуры. Тактовая частота обращения управляющего поля (10^5—10^6 Гц) определяет быстродействие ЦМД-устройства. Величина периода структуры и расстояние между каналами должны быть больше или порядка $4d$, с тем чтобы исключить взаимодействие ЦМД. Эта величина определяет плотность записи в ЦМД-устройствах ($6 \cdot 10^6$ бит/см^2 при $d=1$ мкм). Предельная плотность записи информации на феррогранатовых плёнках составляет $3 \cdot 10^7$ бит/см^2. Доменопродвига-

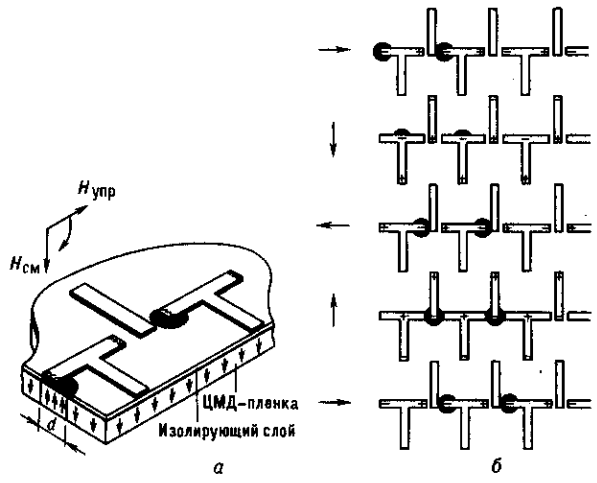


Рис. 7. *а* — Доменопродвигающая $T1$-структура из пермаллоевых аппликаций: $H_{см}$ и $H_{упр}$ — магнитные поля смещения и управления, d — диаметр ЦМД; *б* — схема перемещения ЦМД вдоль $T1$-структуры.

ющая структура создаётся *фотолитографией* или методами *ионной имплантации*.

Считывание информации производится при помощи магниторезистивного датчика: проходящий через детектор ЦМД своим магн. полем изменяет электрич. сопротивление магн. плёнки детектора.

Построение запоминающих устройств возможно также на ЦМД-решётках. Поскольку ЦМД-решётка не может иметь вакансий, то информация представляется не самими ЦМД, а кодовыми состояниями их границ. В практич. схемах для представления двоичной информации используются ЦМД с простой блоховской границей ($S=1$) и двумя ВБЛ ($S=0$).

Для записи информации используются также неподвижные ЦМД, образующиеся под действием лазерного импульса в высококоэрцитивных магн. плёнках (напр., в аморфных плёнках интерметаллич. соединений редкоземельных и переходных металлов типа Tb—Fe, Gd—Co, Tb—Fe—Co и т. д.). Они применяются в разработанных в сер. 1980-х гг. магнитооптич. дисках, обладающих большой плотностью записи информации (10^7 бит/см^2) и высоким быстродействием.

Лит.: Бобек Э., Делла Торре Э., Цилиндрические магнитные домены, пер. с англ., М., 1977; Эшенфельдер А., Физика и техника цилиндрических магнитных доменов, пер. с англ., М., 1983; О'Делл Т., Ферромагнитодинамика, пер. с англ., М., 1983; Элементы и устройства на цилиндрических магнитных доменах. Справочник, под ред. Н. Н. Евтихиева, Б. Н. Наумова, М., 1987.

А. К. Звездин, Г. В. Сайко.

ЦИЛИНДРИ́ЧЕСКИЕ ФУ́НКЦИИ (функции Бесселя) — решения $Z_\nu(z)$ ур-ния Бесселя

$$z^2\frac{d^2Z}{dz^2}+z\frac{dZ}{dz}+(z^2-\nu^2)Z=0, \qquad (1)$$

где параметр (индекс) ν — произвольное действительное или комплексное число. В приложениях чаще встречается ур-ние, зависящее от четырёх параметров:

$$v''+\frac{1-2\alpha}{z}v'+\left(\beta^2\gamma^2z^{2\gamma-2}+\frac{\alpha^2\nu^2\gamma^2}{z^2}\right)v=0, \qquad (2)$$

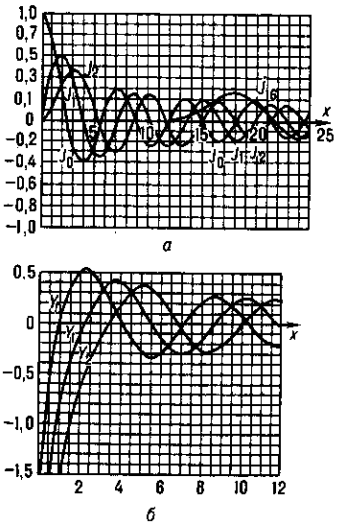
решения к-рого выражаются через Ц. ф.: $v(z)=z^\alpha Z_\nu(\beta z^\gamma)$. Среди ур-ний (2) содержится ур-ние $v''-zv=0$, к-рое порождает *Эйри функции*.

Ц. ф. произвольного порядка. Если ν не является целым числом, то общее решение ур-ния (1) имеет вид

$$Z_\nu(z)=c_1J_\nu(z)+c_2J_{-\nu}(z),$$

где c_1 и c_2 — постоянные, J_ν и $J_{-\nu}$ — ф-ции Бесселя 1-го рода (или Ц. ф. 1-го рода, рис. 1, *а*). Если ν — целое, то J_ν и $J_{-\nu}$ линейно зависимы. Поэтому наряду с $J_\nu(z)$ вводят ф-ции Бесселя 2-го рода (рис. 1, *б*) $Y_\nu(z)$ [иногда их наз. ф-циями Неймана или ф-циями Вебера и обозначают $N_\nu(z)$]:

$$Y_\nu(z)=\frac{1}{\sin\pi\nu}\left[J_\nu(z)\cos\pi\nu-J_{-\nu}(z)\right].$$



а

б

Рис. 1. Графики функций J_ν и Y_ν вещественного аргумента x для некоторых целых значений ν.

При помощи этих ф-ций общее решение (1) можно всегда записать в виде

$$Z_\nu(z)=c_1'J_\nu(z)+c_2'Y_\nu(z).$$

Для приложений важны и др. решения (1) — ф-ции Бесселя 3-го рода, или ф-ции Ханкеля (Ганкеля) 1-го и 2-го рода $H_\nu^{(1)}(z)$ и $H_\nu^{(2)}(z)$:

$$H_\nu^{(1)}(z)=J_\nu(z)+iY_\nu(z),\ H_\nu^{(2)}(z)=J_\nu(z)-iY_\nu(z).$$

Связь между различными Ц. ф.:

$$J_\nu(z)=\frac{1}{2}\left[H_\nu^{(1)}(z)+H_\nu^{(2)}(z)\right],\ Y_\nu(z)=\frac{1}{2i}\left[H_\nu^{(1)}(z)-H_\nu^{(2)}(z)\right],$$

$$H_\nu^{(1)}(z)=\frac{J_{-\nu}(z)-e^{-i\pi\nu}J_\nu(z)}{i\sin\pi\nu},\ H_\nu^{(2)}(z)=\frac{e^{i\pi\nu}J_\nu(z)-J_{-\nu}(z)}{i\sin\pi\nu},$$

$$Y_\nu(z)=\frac{\cos\pi\nu J_\nu(z)-J_{-\nu}(z)}{\sin\pi\nu},\ J_{-n}(z)=(-1)^nJ_n(z)$$
$$(n=0,\ 1,\ 2,\ \ldots),$$
$$H_{-\nu}^{(1)}(z)=e^{i\pi\nu}H_\nu^{(1)}(z),\ H_{-\nu}^{(2)}(z)=e^{-i\pi\nu}H_\nu^{(2)}(z).$$

Разложения в ряды:

$$J_\nu(z)=\sum_{k=0}^{\infty}\frac{(-1)^k(z/2)^{\nu+2k}}{k!\Gamma(\nu+k+1)},$$

$$H_n^{(1,2)}(z)=J_n(z)\pm\frac{i}{\pi}\left\{2J_n(z)\ln\frac{z}{2}-\sum_{k=0}^{n-1}\frac{(n-k-1)!}{k!}\left(\frac{z}{2}\right)^{2k-n}-\right.$$
$$\left.-\sum_{k=0}^{\infty}\frac{(-1)^k(z/2)^{n+2k}}{k!(n+k)!}\left[\psi(n+k+1)+\psi(k+1)\right]\right\},$$

$$Y_n(z)=\frac{1}{\pi}\left\{2J_n(z)\ln\frac{z}{2}-\sum_{k=0}^{n-1}\frac{(n-k-1)!}{k!}\left(\frac{z}{2}\right)^{2k-n}-\right.$$
$$\left.-\sum_{k=0}^{\infty}\frac{(-1)^k(z/2)^{n+2k}}{k!(n+k)!}\left[\psi(n+k+1)+\psi(k+1)\right]\right\};$$

при $n=0$ первую из сумм следует полагать равной нулю, ψ — логарифмическая производная гамма-функции, $\psi(1)=\Gamma'(1)=-\gamma$, постоянная Эйлера $\gamma=0{,}577215$.

Интегральные предотавления Пуассона для ф-ций Бесселя 1-го рода $J_\nu(z)$ и ф-ций Ханкеля $H_\nu^{(1.2)}(z)$ при $\mathrm{Re}\,\nu>-\frac{1}{2}$:

$$J_\nu(z)=\frac{(z/2)^\nu}{\sqrt{\pi}\,\Gamma(\nu+1/2)}\int_{-1}^{1}(1-t^2)^{\nu-1/2}\cos zt\,dt,$$

$$H_\nu^{(1)}(z)=\sqrt{\frac{2}{\pi z}}\frac{\exp[i(z-\pi\nu/2-\pi/4)]}{\Gamma(\nu+1/2)}\int_0^\infty e^{-t}t^{\nu-1/2}\times$$
$$\times\left(1+\frac{it}{2z}\right)^{\nu-1/2}dt,$$

$$H_\nu^{(2)}(z)=\sqrt{\frac{2}{\pi z}}\frac{\exp[-i(z-\pi\nu/2-\pi/4)]}{\Gamma(\nu+1/2)}\int_0^\infty e^{-t}t^{\nu-1/2}\times$$
$$\times\left(1-\frac{it}{2z}\right)^{\nu-1/2}dt.$$

Интегральные представления Зоммерфельда:

$$J_\nu(z)=\frac{1}{2\pi}\int_{C_1}\exp(iz\sin\varphi-i\nu\varphi)\,d\varphi,$$

$$H_\nu^{(1)}(z)=-\frac{1}{\pi}\int\limits_{C_-}\exp(iz\sin\varphi-i\nu\varphi)\,d\varphi,$$

$$H_\nu^{(2)}(z)=\frac{1}{\pi}\int\limits_{C_-}\exp(iz\sin\varphi-i\nu\varphi)\,d\varphi$$

(контуры C_1, C_+, C_- изображены на рис. 2). При $\nu=n$ (где n — целое)

$$J_n(z)=\frac{1}{2\pi}\int\limits_{-\pi}^{\pi}\exp(iz\sin\varphi-in\varphi)d\varphi,$$

$$\exp(iz\sin\varphi)=\sum_{n=-\infty}^{\infty}J_n(z)e^{in\varphi}.$$

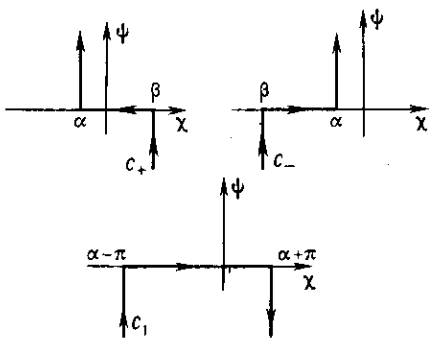


Рис. 2. Контуры интегрирования $C_\pm$ и C_1 ($\varphi=\chi+i\psi$). Числа α и β связаны соотношением $\beta=\alpha\pm\pi$.

Рекуррентные соотношения и ф-лы дифференцирования:

$$Z_{\nu-1}(z)+Z_{\nu+1}(z)=\frac{2\nu}{z}Z_\nu(z),$$

$$Z_{\nu-1}(z)-Z_{\nu+1}(z)=2Z_\nu'(z),$$

$$\left(\frac{1}{z}\frac{d}{dz}\right)^n\left[z^\nu Z_\nu(z)\right]=z^{\nu-n}Z_{\nu-n}(z),$$

$$\left(-\frac{1}{z}\frac{d}{dz}\right)^n\left[z^{-\nu}Z_\nu(z)\right]=z^{-(\nu+n)}Z_{\nu+n}(z)$$

[$Z_\nu(z)$ — любая из ф-ций $J_\nu(z)$, $Y_\nu(z)$, $H_\nu^{(1,2)}(z)$].

Ц. ф. полуцелого порядка. Ц. ф. превращаются в элементарные тогда и только тогда, когда ν принимает полуцелые значения ($\nu=n\pm1/2$):

$$J_{1/2}(z)=\sqrt{\frac{2}{\pi z}}\sin z,\ Y_{1/2}(z)=-\sqrt{\frac{2}{\pi z}}\cos z,$$

$$H_{1/2}^{(1,2)}(z)=\sqrt{\frac{2}{\pi z}}\,e^{\pm i(z-\pi/2)},$$

$$J_{n-1/2}(z)=\sqrt{\frac{2}{\pi z}}\,z^n\left(-\frac{1}{z}\frac{d}{dz}\right)^n\cos z\ (n=0,\ 1,\ \ldots),$$

$$H_{n-1/2}^{(1,2)}(z)=\sqrt{\frac{2}{\pi z}}\,z^n\left(-\frac{1}{z}\frac{d}{dz}\right)^n e^{\pm iz}\ (n=0,\ 1,\ \ldots),$$

$$Y_{n-1/2}(z)=\sqrt{\frac{2}{\pi z}}\,z^n\left(-\frac{1}{z}\frac{d}{dz}\right)^n\sin z\ (n=0,\ 1,\ \ldots).$$

Асимптотическое поведение Ц. ф. Для $|z|\gg1$, $|z|\gg\nu$ имеют место оценки:

$$J_\nu(z)=\sqrt{\frac{2}{\pi z}}\left\{\cos\left(z-\frac{\pi\nu}{2}-\frac{\pi}{4}\right)\left[\sum_{m=0}^{M-1}(-1)^m\frac{(\nu,2m)}{(2z)^{2m}}+\right.\right.$$
$$\left.+O(|z|^{-2M})\right]-\sin\left(z-\frac{\pi\nu}{2}-\frac{\pi}{4}\right)\left[\sum_{m=0}^{M}(-1)^m\frac{(\nu,2m+1)}{(2z)^{2m+1}}+\right.$$
$$\left.\left.+O(|z|^{-2M-1})\right]\right\}$$
$$(-\pi<\arg z<\pi);$$

$$H_\nu^{(1)}(z)=\sqrt{\frac{2}{\pi z}}\exp\left[i\left(z-\frac{\pi\nu}{2}-\frac{\pi}{4}\right)\right]\left[\sum_{m=0}^{M-1}\frac{(\nu,m)}{(-iz)^m}+O(|z|^{-M})\right]$$
$$(-\pi<\arg z<2\pi).$$

Здесь $(\nu,m)=\Gamma(1/2+\nu+m)/[m!\Gamma(1/2+\nu-m)]$ — т. н. символ Ханкеля. Выражение для $H_\nu^{(2)}(z)$ аналогично выражению для $H_\nu^{(1)}(z)$, в к-ром (при $-2\pi<\arg z<\pi$) i надо заменить на $-i$.

Интеграл Фурье—Бесселя:

$$f(x)=\int_0^\infty kF(k)J_\nu(kx)dk,$$

$$F(k)=\int_0^\infty xf(x)J_\nu(kx)dx.$$

Теорема сложения Графа:

$$Z_\nu(kR)e^{i\nu\psi}=\sum_{n=-\infty}^{\infty}J_n(kr)Z_{\nu+n}(k\rho)e^{in\theta},\ (r<\rho).$$

Теорема сложения Гегенбауэра:

$$\frac{Z_\nu(kR)}{(kR)^\nu}=2^\nu\Gamma(\nu)\sum_{n=0}^{\infty}(\nu+n)\frac{J_{\nu+n}(kr)}{(kr)^\nu}\frac{Z_{\nu+n}(k\rho)}{(k\rho)^\nu}C_n^\nu(\mu),\ (r<\rho).$$

Здесь r, ρ, R — стороны произвольного треугольника; ψ — угол, лежащий между сторонами R и ρ; $\mu=\cos\theta$; θ — угол между сторонами r и ρ; k — произвольное число; $C_n(\mu)$ — полином Гегенбауэра (см. *Ортогональные полиномы*); $Z_\nu(z)$ — любая из ф-ций $J_\nu(z)$, $Y_\nu(z)$, $H_\nu^{(1,2)}(z)$.

Разложение сферич. волны по полиномам Лежандра:

$$\frac{e^{ikR}}{R}=i\pi\sum_{n=0}^{\infty}(n+1/2)\frac{J_{n+1/2}(kr)}{\sqrt{r}}\frac{H_{n+1/2}^{(1)}(k\rho)}{\sqrt{\rho}}P_n(\mu).$$

Разложение плоской волны по полиномам Лежандра:

$$e^{ikr}=\sqrt{\frac{2\pi}{kr}}\sum_{n=0}^{\infty}i^n\left(n+\frac{1}{2}\right)J_{n+1/2}(kr)P_n(\mu),$$

k — волновой вектор; $\mu=\cos\theta$; θ — угол между векторами k и r.

Модифицированные ф-ции Бесселя (ф-ции Бесселя мнимого аргумента) — решения ур-ния

$$z^2u''+zu'-(z^2+\nu^2)u=0,\ u(z)=Z_\nu(iz).$$

Линейно независимыми решениями при $z>0$ являются ф-ции

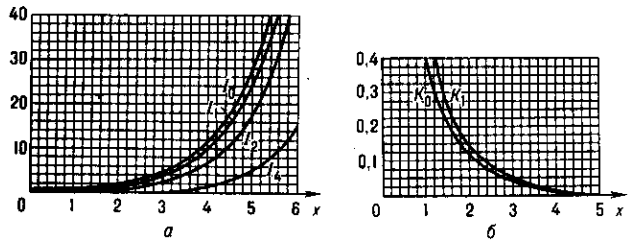
$$I_\nu(z)=e^{-i\pi\nu/2}J_\nu(iz),\ K_\nu(z)=\frac{\pi}{2}e^{i\pi(\nu+1)/2}H_\nu^{(1)}(iz)$$

[рис. 3; ф-ции $K_\nu(z)$ иногда наз. ф-циями Макдональда].

Интегральные представления Пуассона ($\mathrm{Re}\,\nu>-1/2$):

$$I_\nu(z)=\frac{(z/2)^\nu}{\sqrt{\pi}\,\Gamma(\nu+1/2)}\int_0^\infty\mathrm{ch}\,zs(1-s^2)^{\nu-1/2}ds,$$

$$K_\nu(z)=\sqrt{\frac{\pi}{2z}}e^{-z}\frac{1}{\Gamma(\nu+1/2)}\int_0^\infty e^{-s}s^{\nu-1/2}\left(1+\frac{s}{2z}\right)^{\nu-1/2}ds.$$



а *б*

Рис. 3. Графики функций I_ν и K_ν вещественного аргумента x для некоторых целых значений ν.

Интегральные представления Зоммерфельда для $K_\nu(z)$ ($\mathrm{Re}\, z > 0$):

$$K_\nu(z) = \frac{1}{2}\int\limits_{-\infty}^{\infty} \exp(-z\,\mathrm{ch}\,\psi + \nu\psi)\,d\psi = \int\limits_{0}^{\infty} \exp(-z\,\mathrm{ch}\,\psi)\,\mathrm{ch}\,\nu\psi\,d\psi,$$

$$K_\nu(z) = \frac{1}{2}\left(\frac{z}{2}\right)^\nu \int\limits_0^\infty \exp\left[-\left(t + \frac{z^2}{4t}\right)\right] t^{-\nu-1}\,dt.$$

Асимптотическое поведение при $z \to +\infty$:

$$I_\nu(z) = \frac{e^z}{\sqrt{2\pi z}}\left[1 + O\left(\frac{1}{z}\right)\right],\quad K_\nu(z) = \sqrt{\frac{\pi}{2z}}\,e^{-z}\left[1 + O\left(\frac{1}{z}\right)\right].$$

Связь между ф-циями $I_\nu(z)$ и $K_\nu(z)$:

$$I_{-n}(z) = I_n(z),\ K_{-\nu}(z) = K_\nu(z),$$

$$K_\nu(z) = \frac{\pi I_{-\nu}(z) - I_\nu(z)}{2\sin\pi\nu}.$$

Разложение в ряды:

$$I_\nu(z) = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(z/2)^{\nu+2k}}{k!\,\Gamma(k+\nu+1)},$$

$$K_n(z) = (-1)^{n+1} I_n(z)\ln\frac{z}{2} + \frac{1}{2}\sum_{k=0}^{n-1}\frac{(-1)^k (n-k-1)!}{k!}\left(\frac{z}{2}\right)^{2k-n} +$$

$$+ \frac{1}{2}(-1)^n \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(z/2)^{2k+n}}{k!\,(k+n)!}\left[\psi(n+k+1) + \psi(k+1)\right]$$

(при $n=0$ первую сумму следует полагать равной нулю, $\psi = \Gamma'$).

Рекуррентные соотношения и ф-лы дифференцирования:

$$I_{\nu-1}(z) - I_{\nu+1}(z) = \frac{2\nu}{z} I_\nu(z),$$

$$I_{\nu-1}(z) + I_{\nu+1}(z) = 2I'_\nu(z),\quad I'_0(z) = I_1(z),$$

$$K_{\nu-1}(z) - K_{\nu+1}(z) = -\frac{2\nu}{z} K_\nu(z),$$

$$K_{\nu-1}(z) - K_{\nu+1}(z) = -2K'_\nu(z),\quad K'_0(z) = -K_1(z).$$

Ф-ции $I_\nu(z)$ и $K_\nu(z)$ полуцелого порядка:

$$I_{n-\frac{1}{2}}(z) = \sqrt{\frac{2}{\pi z}}\,z^n\left(\frac{1}{z}\frac{d}{dz}\right)^n \mathrm{ch}\,z \quad (n = 0, 1, \ldots),$$

$$K_{n-\frac{1}{2}}(z) = \sqrt{\frac{\pi}{2z}}\,z^n\left(-\frac{1}{z}\frac{d}{dz}\right)^n e^{-z} \quad (n = 0, 1, \ldots).$$

Лит.: Ватсон Г. Н., Теория бесселевых функций, пер. с англ., ч. 1, М., 1949; Бейтмен Г., Эрдейи А., Высшие трансцендентные функции, пер. с англ., М., 1974; Никифоров А. Ф., Уваров В. Б., Специальные функции математической физики, 2 изд., М., 1984; Справочник по специальным функциям..., пер. с англ., М., 1979.

А. Ф. Никифоров.

ЦИНК (лат. Zincum), Zn,— хим. элемент побочной подгруппы II группы периодич. системы элементов, ат. номер 30, ат. масса 65,39. В природе представлен 5 стабильными изотопами: ^{64}Zn (48,6%), ^{66}Zn (27,9%), ^{67}Zn (4,1%), ^{68}Zn (18,8%), ^{70}Zn (0,6%). Конфигурация внеш. электронных оболочек $3s^2p^6d^{10}4s^2$. Энергии последоват. ионизаций (эВ): 9,394; 17,964; 39,722; 61,6; 86,3. Радиус атома Zn 139 пм, иона Zn^{2+} 83 пм. Значение электроотрицательности 1,6. Работа выхода электрона 4,24 эВ.

Синевато-белый металл с гексагональной плотноупакованной кристаллич. структурой; постоянные решётки: $a = 266{,}4$ пм; $c = 494{,}6$ пм. $t_{пл} = 419{,}5$ °С, $t_{кип} = 906$—907 °С. Уд. теплоёмкость 25,4 Дж/(моль·К), уд. теплота плавления 7,24 кДж/моль. Плотн. 7,133 кг/дм^3 (при 25 °С). Характеристич. темп-ра Дебая в пределах 305—319,7 К, темп-ра перехода в сверхпроводящее состояние 0,875 К. Температурный коэф. линейного расширения $39{,}7 \cdot 10^{-6}$ (20—250 °С). Магн. восприимчивость $\chi = -0{,}175 \cdot 10^{-9}$ (при 20 °С). Уд. электрич. сопротивление 0,0545 мкОм·м (при 0 °С), температурный коэф. электрич. сопротивления при 0 °С составляет $4{,}17 \cdot 10^{-3}$ К$^{-1}$ и с ростом темп-ры до 100 °С падает до $3{,}7 \cdot 10^{-3}$ К$^{-1}$. Механич. свойства Ц. зависят от характера его обработки. При 20 °С для отожжённого Ц. модуль нормальной упругости 99,2 ГПа, модуль сдвига 38 ГПа, модуль объёмного сжатия 69,4 ГПа. Тв. по Бринеллю 412 МПа.

В хим. соединениях проявляет степень окисления +2. На воздухе покрывается тонкой прочной плёнкой оксида. Ц. используют для цинкования железа и его сплавов для предохранения от коррозии. Ц. входит в состав разл. сплавов: латуней (с медью), бронз (с медью и оловом), мельхиора (с никелем) и др. Ц. используют в аккумуляторах, электрич. батарейках. Сульфид ZnS — наиб. распространённый люминофор. Оксид ZnO — белый пигмент — цинковые белила. Разл. соединения Ц. применяют в фармакологии. Соединение Ц. и сурьмы — антимонид Ц.— полупроводниковый материал. В качестве радиоакт. индикатора используют радионуклид ^{65}Zn (электронный захват и β^--распад, $T_{1/2} = 243{,}9$ сут).

С. С. Бердоносов.

ЦИРКО́НИЙ (лат. Zirconium), Zr,— хим. элемент IV группы периодич. системы элементов, ат. номер 40, ат. масса 91,224, переходный металл. В природе представлен 5 стабильными изотопами: ^{90}Zr — ^{92}Zr, ^{94}Zr и ^{96}Zr, наиб. распространён ^{90}Zr (51,47%), наименее — ^{96}Zr (2,80%). Конфигурация внеш. электронных оболочек $4s^2p^6d^25s^2$. Энергии последоват. ионизации (эВ): 6,837; 13,13; 22,98; 34,32; 82,3. Радиус атома Zr 160 пм, иона Zr^{4+} 82 пм. Значение электроотрицательности 1,4. Работа выхода электрона 3,9—4,1 эВ. Металлич. Ц. «прозрачен» для тепловых нейтронов (сечение захвата $0{,}18 \cdot 10^{-28}$ м^2).

Светло-серый металл. Ниже 863 °С устойчив α-Zr с гексагональной плотноупакованной кристаллич. структурой, параметры решётки: $a = 322{,}3$ пм, $c = 514.7$ пм; при более высоких темп-рах [до $t_{пл} = (1852 \div 1855)$ °С] устойчив β-Zr с кубической объёмноцентрир. решёткой. $t_{кип} = 3600$—3700 °С. Плотность 6,50 кг/дм^3. Уд. теплоёмкость $c_p = 25{,}3$ Дж/(моль·К), уд. теплота плавл. 14,6 кДж/моль. Характеристич. темп-ра Дебая в пределах 237—310 К. Температурный коэф. линейного расширения $5{,}9 \cdot 10^{-6}$ К$^{-1}$ (при 0—593 К). Парамагнитен, магн. восприимчивость $\chi = +1{,}4 \cdot 10^{-9}$ (при 18 °С). Уд. электрич. сопротивление 0,46 мкОм·м (при 300 К), температурный коэф. электрич. сопротивления $4{,}35 \cdot 10^{-3}$ К$^{-1}$ (при 273—473 К). Чистый Ц. (особенно полученный термич. разложением иодида ZrI_4) высокопластичен, тв. иодидного прутка по Бринеллю 638—687 МПа, по Виккерсу — ок. 1 ГПа. Модуль нормальной упругости 96—99 ГПа.

В хим. соединениях обычно проявляет степень окисления +4. Характеризуется высокой коррозионной стойкостью не только по отношению к воздуху, но и ко мн. агрессивным средам (как кислотным, так и щелочным).

Ц., тщательно очищенный от его ближайшего аналога — гафния (сильно поглощающего тепловые нейтроны), применяют в реакторостроении. Так, для изготовления оболо-

чек тепловыделяющих элементов используют циркалой — сплав на основе Zr и Al. Ц. служит геттером, он — компонент мн. спец. сталей. Фторид ZrF_4 применяют в волоконной оптике. Тугоплавкие оксид ZrO_2 и карбид Ц. — перспективные керамич. материалы (керметы), обладающие высокой твёрдостью и стойкостью к агрессивным средам при высоких темп-рах. В качестве радиоакт. индикатора используют β^--радиоактивный ^{95}Zr ($T_{1/2}=63{,}98$ сут), при радиоакт. распаде к-рого образуется также β^--радиоактивный ^{95}Nb. *С. С. Бердоносов.*

ЦИРКУЛЯ́ЦИЯ АТМОСФЕ́РЫ о б щ а я — совокупность воздушных течений над земной поверхностью, имеющих горизонтальные размеры, соизмеримые с размерами материков и океанов, а толщину от неск. км до десятков км. Структура Ц. а. определяется пространственным распределением атм. темп-ры и давления, вращением Земли, теплофиз. характеристиками и орографией её поверхности. Над большей частью Земли выше пограничного слоя *атмосферы* течения Ц. а. в ср. близки к геострофическим, и, поскольку давление в общем уменьшается к субполярным зонам, характерной чертой Ц. а. является преобладание переноса воздуха с запада на восток. В тропосфере такой перенос господствует весь год, в стратосфере — зимой. Летом, из-за того что в стратосфере давление падает от высоких широт к низким, западные ветры в ней сменяются восточными. Поскольку в тропосфере горизонтальный градиент давления максимален на широте 30—40°, скорость ветра здесь также наибольшая. Кроме того, ср. скорость ветра растёт с высотой, достигая максимума вблизи тропопаузы. Из-за роста от лета к зиме меридиональных градиентов темп-ры, а следовательно, и давления ср. скорость течений Ц. а. зимой в 1,5—2 раза больше, чем летом. При зональных, т. е. направленных вдоль широтных кругов, потоках межширотный обмен воздухом невозможен и дефицит тепловой энергии у полюсов и избыток её в экваториально-тропич. зоне, связанные с различием в количестве поступающей в эти области лучистой энергии Солнца, должны всё время расти. Этого не происходит из-за того, что тепловой баланс поддерживается благодаря меридиональному переносу воздуха, происходящему гл. обр. в ниж. половине тропосферы. В умеренных широтах такой перенос осуществляется в осн. благодаря квазигоризонтальным длинным волнам, длина к-рых составляет неск. тысяч км. В гребнях и ложбинах таких волн происходит перераспределение тепла и количества движения между разл. широтами. Такому обмену благоприятствует нарушение устойчивости волн, приводящее к появлению в них возмущений, к-рые, обмениваясь энергией между собой и с осн. зональным потоком, отдают, кроме того, часть энергии подстилающей поверхности. Неустойчивость атм. волн растёт с увеличением горизонтальных перепадов ветра и темп-ры в зональном потоке. Поскольку летом перепады ветра в атмосфере гораздо меньше, чем зимой, Ц. а. летом более устойчива. Нарушение устойчивости зонального потока облегчается у границ между океанами и материками, при обтекании горных хребтов и т. д. Атм. вихри большого масштаба, возникающие из-за неустойчивости длинных волн, порождают крупные циклоны и антициклоны, являющиеся важнейшими звеньями общей Ц. а. Наряду с ними меридиональный обмен осуществляется с помощью возникающих при нарушении устойчивости атм. фронтов, подвижных циклонов и антициклонов, к-рые можно считать элементами макротурбулентного обмена.

Ср. поле атм. давления в тропосфере характеризуется в каждом полушарии наличием около широты 60° зоны пониженного, а у широты 30° — повышенного давления. Эти зоны состоят из существующих в течение всего года отд. крупных квазистационарных циклонов и антициклонов — центров действия атмосферы. В атмосфере имеются также сезонные центры действия, возникающие из-за различия термич. условий над материками и океанами. Примером их может служить антициклон, образующийся зимой над выхоложенной территорией Сибири и Монголии. Наличие пояса повышенного давления в субтропиках и субполярной циклонич. зоны приводит в ниж. половине тропосферы к образованию устойчивых ветров — пассатов в экваториально-тропич. зоне (северо-восточных в северном и юго-восточных в южном полушариях) и к преобладанию восточных ветров в полярных областях. Сезонные различия давления над материками и океанами обусловливают появление муссонов — устойчивых воздушных потоков, меняющих своё направление на противоположное от зимы к лету. Примером их служит летний юго-западный и зимний северо-восточный муссоны в сев. части Индийского океана. Сильнее всего муссоны развиты над Восточной и Южной Азией.

Ц. а. — один из главных климатообразующих факторов, а её характеристики в любой момент времени в значит. степени определяют погоду. Поскольку в течение года меняются приток солнечной энергии и радиац. характеристики (коэф. поглощения, отражения и т. д.) подстилающей поверхности, Ц. а. также имеет годовой ход. Многолетняя периодичность активности Солнца, по-видимому, приводит к появлению периодичности в интенсивности и характере Ц. а.

Лит. см. при ст. *Атмосфера.* *С. М. Шметер.*

ЦИРКУЛЯ́ЦИЯ СКО́РОСТИ — кинематич. характеристика течения жидкости или газа, служащая мерой завихрённости течения. Ц. с. представляется криволинейным интегралом по замкнутой кривой L от произведения проекции скорости v на касательную к кривой на элемент длины этой кривой ds:

$$\Gamma=\oint_L v\cos(v\delta s)\,\delta s=\int_L(v_x\delta x+v_y\delta y+v_z\delta z)=\oint_L v\delta r,$$

где v — модуль скорости, v_x, v_y и v_z — проекции скорости на оси координат, δx, δy и δz — проекции направленного элемента δr дуги L на те же оси. По *Стокса формуле* Ц. с. связана с потоком вихря $\omega=\mathrm{rot}\,v$ через произвольную поверхность S, опирающуюся на кривую L, равенством

$$\Gamma=\int_S \omega\,\delta S.$$

Согласно кинематич. теореме Томсона (Кельвина), индивидуальная, или субстанциональная, производная по времени от Ц. с. по жидкому (состоящему всё время из одних и тех же частиц) замкнутому контуру равна циркуляции ускорения по тому же контуру (точка над буквой — символ индивидуальной производной по времени):

$$\frac{d}{dt}\Gamma(v)=\frac{d}{dt}\oint_L v\,\delta r=\Gamma(\dot v)=\int_L \dot v\,\delta r.$$

Если Ц. с. равна нулю по любому контуру, проведённому внутри жидкости, то течение жидкости — безвихревое, или потенциальное, и потенциал скоростей — однозначная ф-ция координат. Если же Ц. с. по нек-рым контурам отлична от нуля, то течение жидкости либо вихревое в соответственных областях, либо безвихревое, но с неоднозначным потенциалом скоростей (область течения многосвязная). В случае потенц. течения в многосвязной области Ц. с. по всем контурам, охватывающим одни и те же твёрдые границы, имеет одно и то же значение. Ц. с. широко используется как характеристика течений идеальной (без учёта вязкости) жидкости. По динамич. теореме Томсона (Кельвина) Ц. с. по замкнутому жидкому контуру остаётся постоянной во время движения, если, во-первых, жидкость является идеальной, во-вторых, давление (газа) жидкости зависит только от плотности, в-третьих, массовые силы потенциальны, а потенциал однозначен. Для вязкой жидкости Ц. с. со временем изменяется вследствие диффузии вихрей. При плоском циркуляц. обтекании контура идеальной несжимаемой жидкостью, при к-ром скорость на бесконечности отлична от нуля, воздействие жидкости на контур определяется по *Жуковского теореме* и прямо пропорционально значению Ц. с.,

плотности жидкости и значению скорости потока на бесконечности. При плоском обтекании идеальной жидкостью крыла с острой задней кромкой величина Ц. с. определяется *Чаплыгина — Жуковского постулатом*. При обтекании крыла конечного размаха, хорда к-рого в плане меняется, Ц. с. вдоль размаха крыла также меняется.

Лит. см. при ст. *Механика*. *Л. Г. Лойцянский.*

С-ЧЁТНОСТЬ — то же, что *зарядовая чётность*.

CO_2-ЛАЗЕР — *газовый лазер*, к-рый генерирует и усиливает эл.-магн. излучение на переходах между колебат. уровнями осн. электронного состояния молекулы двуокиси углерода. Генерация получена на большом числе (неск. тысяч) колебательно-вращат. переходов в ср. ИК-диапазоне (рис. 1). Мощность генерации в непрерывном режиме достигает сотен кВт, энергия излучения в импульсном режиме — десятков кДж, кпд генерации — до 15—20%.

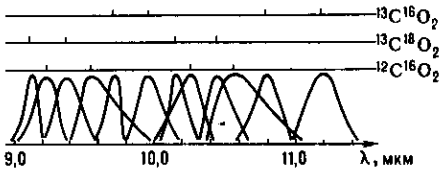


Рис. 1. Огибающие интенсивностей колебательно-вращательных переходов основных полос для изотопов CO_2.

CO_2-л. широко применяются в таких областях, как технология обработки материалов, лазерный УТС, научные исследования, селективная лазерная химия, лазерная термохимия и разделение изотопов, исследование окружающей среды, локация, связь и др.

Впервые генерация на молекулах CO_2 получена К. Пателом (C. K. N. Patel) в 1964 путём смешения углекислого газа с потоком молекул N_2, возбуждённых в газовом разряде.

Молекула CO_2 линейна и в изотопических модификациях с одинаковыми атомами кислорода симметрична. В осн. электронном состоянии при $l=0$ у колебат. состояний, симметричных по отношению к перестановке атомов кислорода, вращат. квантовые числа J чётные, у антисимметричных состояний — нечётные. Поэтому в осн. полосах 9,4 мкм и 10,4 мкм (см. табл. и рис. 2) и соответствующих полосах секвенции ($00^0v \to 10^0v-1, 02^0v-1$) существуют только переходы P- и R-ветви ($J \to J-1$) и ($J \to J+1$), J — вращательное квантовое число ниж. уровня перехода (см.

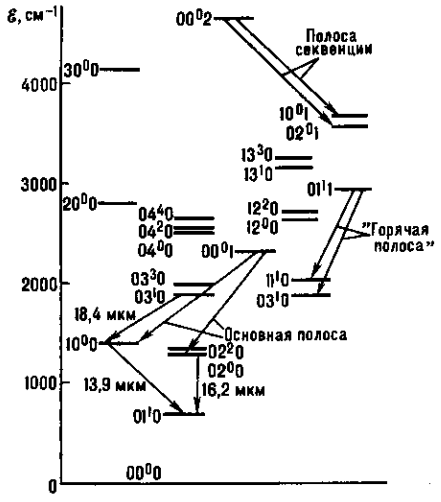


Рис. 2. Схема нескольких нижних колебательных уровней основной изотопической модификации ($^{12}C^{16}O_2$) молекулы CO_2. Стрелками обозначены некоторые лазерные переходы; наиболее сильные из них — с уровня 00^01 на уровни 10^00 и 02^00.

Энергии некоторых лазерных колебательных уровней $^{12}C\,^{16}O$ и длины волн λ переходов между ними

Верхнее состояние		Нижнее состояние		
$v_1v_2^lv_3$	$\mathscr{E}_2$, см$^{-1}$	$v_1v_2^lv_3$	$\mathscr{E}_1$, см$^{-1}$	λ, мкм
02^00	1285,8	01^10	667,4	16,17
10^00	1388,1	01^10	667,4	13,88
00^01	2349,4	02^00	1285,8	9,40
00^01	2349,4	10^00	1388,1	10,40
03^10	1932,5	10^00	1388,1	18,37
01^10	3004,0	13^10	1932,5	9,33
01^11	3004,0	11^10	2076,9	10,79
00^02	4673,3	02^01	3612,8*	9,43
00^02	4673,3	10^01	3714,8*	10,43
10^01	3714,8	10^00	1388,1	4,30

* Генерация была получена также на всех полосах секвенции $00^0v \to 10^0v-1$ и $00^0v \to 02^0v-1$ при $v<6$.

Молекулярные спектры). [В обозначениях уровней квантовые числа $v_1v_2^lv_3$ соответствуют числам квантов симметричного, деформационного и антисимметричного типов *колебаний молекул* (мод); число l связано с вырождением деформационной моды и определяет величину момента импульса колебательного движения, направленного вдоль оси молекулы.] При $|l| \neq 0$ ограничений по чётности J нет, причём $J \geqslant 1$, в колебательно-вращат. спектре присутствуют также переходы Q-ветви $J \to J$ [«горячие» полосы ($01^11 \to 13^10$, 11^10), длинноволновые переходы]. Если атомы кислорода в молекуле относятся к разным изотопическим модификациям, то также нет ограничений по чётности J и в колебательно-вращат. спектре присутствуют переходы всех трёх ветвей независимо от величины l.

Принцип действия CO_2-л. можно объяснить с помощью известной в *квантовой электронике* 4-уровневой схемы с учётом особенностей кинетики колебат. уровней молекул. Ниж. уровни колебат. мод в первом приближении можно рассматривать как расположенные эквидистантно по энергии состояния гармонических осцилляторов. При столкновениях одинаковых молекул переходы между уровнями одной моды имеют резонансный характер и происходят с частотой, как правило, значительно превышающей частоты накачки и столкновительной дезактивации. Вследствие этого устанавливается больцмановское распределение населённостей этих уровней, характеризуемое колебат. темп-рой моды. Термодинамически неравновесный характер состояния молекул проявляется в отличии темп-р мод друг от друга и от темп-ры поступательных и вращат. степеней свободы молекул. Процессы преобразования энергии, в ходе к-рых образуется инверсная населённость, происходят между блоками уровней, принадлежащих к отд. модам. Энергии переходов между компонентами мультиплетов с отличающимся на единицу числом квантов деформационной моды не равны кванту этой моды, но различаются не слишком сильно. При темп-рах, характерных для большинства режимов работы CO_2-л., распределение населённостей уровней смешанных мод, пренебрегая неэквидистантностью, можно считать больцмановским с общей темп-рой.

Осн. процессы, определяющие населённости лазерных уровней молекул CO_2, показаны на рис. 3. Уровень 00^01 относится к блоку уровней антисимметричной моды, уровни 10^00 и 02^00 — к блоку уровней смешанных мод. Лазер работает следующим образом. Источник накачки возбуждает с частотой P_{04} колебания молекул — накопителей энергии, в качестве к-рых чаще всего используют молекулы азота. Столкновительная

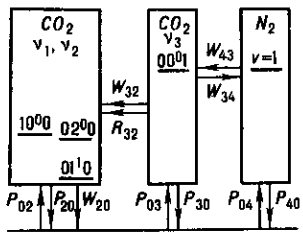


Рис. 3.

дезактивация колебаний азота протекает очень медленно. Кванты колебаний N_2 и антисимметричной моды CO_2 почти одинаковы. Между N_2 и CO_2 происходит быстрый резонансный обмен квантами с частотами W_{43} и W_{34}, и энергия возбуждения передаётся антисимметричной моде, в т. ч. на верх. лазерный уровень. Столкновительная дезактивация этой моды идёт с частотой W_{32}, при этом энергия переходит в колебания смешанных мод и частично в тепловую. Под действием излучения между лазерными уровнями происходят индуцированные переходы с частотой R_{32}. Столкновительная дезактивация смешанных мод происходит с частотой W_{20}, при этом энергия колебаний переходит в тепловую. Если $W_{20} \gg W_{32}$, то возникает эффект «узкого горла»: колебания молекул азота и антисимметричной моды CO_2 возбуждаются значительно сильнее, чем колебания смешанных мод. Населённости ниж. лазерных уровней остаются почти не отличающимися от тепловых и оказываются меньшими населённости верх. лазерного уровня, т. е. возникает инверсная населённость. Накачка CO_2-л. может производиться разл. способами. В общем случае источник накачки может возбуждать с частотами P_{03} и P_{02} антисимметричную и смешанные моды, а также дезактивировать моды с частотами P_{20}, P_{30} и P_{40} соответственно.

Вследствие больцмановского распределения населённостей уровней мод инверсная населённость одновременно образуется и на большом числе переходов, соответствующих полосам секвенции и «горячим» полосам. Усиление на этих переходах значительно меньше, и для получения генерации на них в резонатор лазера вносят частотно-селективные потери, посредством к-рых подавляется генерация на более сильных переходах.

Благодаря большой скорости обмена квантами между антисимметричной модой и азотом релаксация запасённой в этих модах энергии происходит совместно. Эфф. время такой релаксации превышает обратную частоту релаксации антисимметричной моды:

$$\tau_{эфф} = (p_{CO_2} + p_{N_2})/(p_{CO_2} W_{32}),$$

где p — соответствующие парциальные давления. В смесях CO_2 с азотом эффекта «узкого горла» не возникает. Чтобы обеспечить выполнение условия $W_{20} \gg W_{32}$, в смесь добавляют компоненты, к-рые ускоряют релаксацию смешанных мод, но мало влияют на дезактивацию антисимметричной моды. Лучше всего этому требованию удовлетворяют атомы гелия, к-рые обычно входят в состав лазерных смесей. В нек-рых случаях с этой целью в состав смеси добавляют водяной пар или водород.

Газоразрядные CO_2-л. Наиб. распространение получила накачка CO_2-л. в газовом разряде. Этот способ накачки отличается высокой эффективностью преобразования электрич. энергии в энергию колебаний молекул азота и антисимметричной моды CO_2, возможностью регулирования мощности накачки в довольно широких пределах, надёжностью и доступностью аппаратуры (см. также *Газоразрядные лазеры*). Высокая эффективность газоразрядной накачки обусловлена рядом причин. Сечения возбуждения колебат. уровней азота электронным ударом велики и имеют резонансный характер. Энергии электронов, соответствующие максимумам сечений этих процессов, близки к ср. энергии электронов в тлеющем разряде в лазерных смесях. Сечения возбуждения колебат. уровней CO_2 электронным ударом тоже велики, их максимумы находятся в припороговой области, где энергия электронов несколько превышает энергию квантов колебаний мод. Учитывая, что квант колебаний деформационной моды примерно втрое меньше кванта колебаний азота, осн. доля мощности, в типичных условиях 70—85%, расходуется в разряде на возбуждение колебаний азота и антисимметричной моды.

Газоразрядные CO_2-л. непрерывного действия. В процессе накачки в активной среде выделяется значит. мощность, что приводит к повышению её темп-ры. Величина $\tau_{эфф}$ при этом быстро уменьшается. В результате с ростом мощности накачки населённость верх. лазерного уровня сначала растёт, достигает максимума и затем уменьшается. Населённость ниж. лазерного уровня с ростом темп-ры экспоненциально растёт. Вследствие этого существует оптимальная плотность мощности накачки, при превышении к-рой инверсная населённость начинает уменьшаться из-за перегрева газа. При оптимальной плотности мощности накачки темп-ра составляет 400—500 К. При темп-ре более 700—800 К инверсная населённость исчезает. Чтобы не допустить перегрева активной среды, необходимо обеспечить эфф. теплоотвод. Теплоотвод может производиться за счёт теплопроводности к охлаждаемым стенкам разрядной трубки либо конвективным способом посредством замены отработавшей порции газа. По способу теплоотвода различают CO_2-л. с диффузионным и конвективным охлаждением (CO_2-ЛДО и CO_2-ЛКО).

Типовая схема простейшего CO_2-ЛДО показана на рис. 4. Мощность генерации CO_2-ЛДО можно оценить из

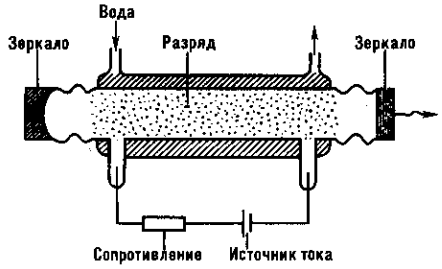


Рис. 4.

следующих соображений. Если W — мощность, η — эл.-оптич. кпд генерации, L — длина, R — поперечный размер газоразрядной трубки, ΔT — допустимый перепад темп-ры между центром и стенками трубки, $\varkappa_c$ — коэф. теплопроводности лазерной смеси, то

$$\frac{W}{R^2 L(1-\eta)} \leqslant \varkappa_c \frac{\Delta T}{R^2},$$

откуда $W/L \leqslant (1-\eta)\varkappa\Delta T$. Эл.-оптич. кпд включает в себя кпд накачки $\eta_н$, к-рый показывает, какая часть электрич. мощности, поступающей в разряд, расходуется на возбуждение колебаний молекул азота и антисимметричной моды CO_2, квантовый кпд $\eta_{кв} \simeq 0{,}41$, равный отношению энергии квантов излучения и накачки, кпд генерации $\eta_{ген}$ и геометрический коэф. заполнения активного объёма излучением $\eta_{зап}$: $\eta = \eta_н \eta_{кв} \eta_{ген} \eta_{зап}$. Величина $\eta_{зап}$ при хорошем согласовании объёмов разряда и мод резонатора может составлять 0,6—0,8, но часто гораздо меньше. При условии, что коэф. прозрачности выходного зеркала оптич. резонатора выбран оптимальным по мощности генерации, $\eta_{ген} = (1-\sqrt{\beta/\varkappa})^2$, где β — приходящаяся на единицу длины величина потерь на полный обход резонатора за исключением потерь на излучение во внеш. пространство, $\varkappa$ — показатель усиления. В целом η достигает 10—15%. Величина погонной мощности не превышает 50—70 Вт/м. Соответствующая этому ограничению плотность мощности накачки оказывается примерно на порядок меньше пороговой, при к-рой возможно развитие неустойчивости разряда. Чтобы увеличить мощность лазера, применяют длинные трубки (до 10—20 м). Для уменьшения габаритов трубки разделяют на секции длиной 2—4 м. Мощность CO_2-ЛДО обычно не превышает 500—1000 Вт. Для повышения погонной мощности применяют разряды щелевой или кольцевой геометрии либо помещают большое число трубок (N) в общий резонатор. В первом случае погонная мощность может быть увеличена в H/d раз (H — ширина, d — толщина щели). Во втором случае возможно N-кратное увеличение погонной мощности сборки. Мощность таких лазеров достигает 10 кВт.

Важным в практич. отношении свойством CO_2-ЛДО оказывается возможность длит. эксплуатации без замены газа (т. н. отпаянные лазеры). Срок службы определяется скоростью взаимодействия продуктов плазмохим. реакций

с конструкционными материалами активного элемента лазера. Совр. технологии изготовления активных элементов обеспечивают срок службы ≈ 30 000 ч.

Конвективный теплоотвод производят двумя способами: прокачивают газ вдоль обычных газоразрядных трубок или поперёк разрядного промежутка (рис. 5). В случае (*а*) направления оптич. оси резонатора, потока газа и протекания тока параллельны. В случае (*б*) эти направления взаимно перпендикулярны. При продольной прокачке ско-

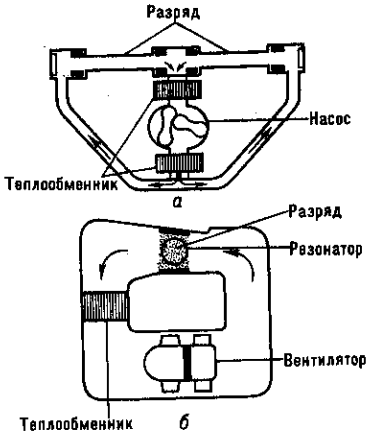


Рис. 5.

рость теплоотвода возрастает по сравнению с теплопроводностью в отношении $1+\tau_{диф}/\tau_{конв}$, где $\tau_{диф}$ — время диффузии на величину радиуса трубки, $\tau_{конв}$ — время пролёта газа через трубку. При интенсификации теплоотвода на порядок допустимому нагреву газа будет соответствовать плотность мощности накачки, близкая к порогу неустойчивости разряда в трубке. Погонная мощность генерации в случае продольной прокачки может быть увеличена до 500—1000 Вт/м. Т. к. длина трубок определяется требуемой интенсификацией теплоотвода, мощность таких лазеров пропорц. числу трубок и обычно не превышает 2—5 кВт.

В лазерах с поперечной прокачкой происходит преим. конвективный теплоотвод. Существует много конструкций газоразрядных камер, объем к-рых может достигать десятков литров. Погонная мощность определяется высотой и длиной разрядной камеры в направлении потока и макс. плотностью мощности накачки, при к-рой ещё возможно в данной конструкции камеры поддерживать устойчивый разряд. Для большинства конструкций эта величина лежит в пределах 2—5 Вт/см^3. Мощность лазеров такого типа составляет 5—20 кВт. На рис. 6 показан общий вид одного



Рис. 6.

из таких лазеров (ТЛ5М) мощностью 5 кВт. Он разработан в Научно-исследовательском центре по технол. лазерам РАН. Наиб. высокие энергетич. параметры достигаются при применении газоразрядных камер, в к-рых разряд поддерживается за счёт внеш. ионизации пучком быстрых электронов. В этом случае плотность мощности накачки достигает десятков Вт/см^3, мощность излучения — десятков кВт. Независимо от типа газоразрядных CO_2-л. показатель усиления в непрерывном режиме составляет, как правило, 0,5—1 м$^{-1}$.

Импульсные газоразрядные CO_2-л. работают при повышенном давлении рабочей смеси (обычно атмосферном), но генерация получена и при давлениях в несколько десятков атмосфер. Разработаны методы, позволяющие поддерживать устойчивое горение тлеющих разрядов в больших объёмах при повышенном давлении. Существует множество вариантов методов возбуждения, но все они могут быть отнесены к одному из двух типов разрядов. В первом из них в объёме разряда УФ- или рентг. излучением создаётся нач. концентрация электронов порядка 10^4—10^8 см$^{-3}$. Затем прикладывается электрич. поле, достаточное для лавинной ионизации молекул. Она продолжается до тех пор, пока не будет достигнута концентрация электронов, при к-рой разряд переходит в стадию квазистационарного горения. На этой стадии происходит осн. вклад энергии. По своему типу такой разряд относится к самостоятельным. Второй тип разряда — несамостоятельный. Он протекает при условии, что пучком электронов с энергией 100—300 кэВ в объёме создаётся и поддерживается в течение всего импульса накачки концентрация электронов 10^{11}—10^{14} см$^{-3}$. Энергия в разряд вкладывается за счёт внеш. электрич. поля, не достаточного для ионизации молекул. К преимуществам этого метода относятся возможности выбора оптимальной величины электрич. поля для колебат. возбуждения азота и антисимметричной моды, оптимального (по энергии излучения) состава рабочей смеси и возможность регулировки длительности импульса в широких пределах. Недостатки — сложность установки в изготовлении и эксплуатации, её высокая стоимость.

На рис. 7 показана одна из удачных схем предионизации — излучением импульсного разряда вдоль поверхности диэлектрика. В этой схеме применяют электроды,

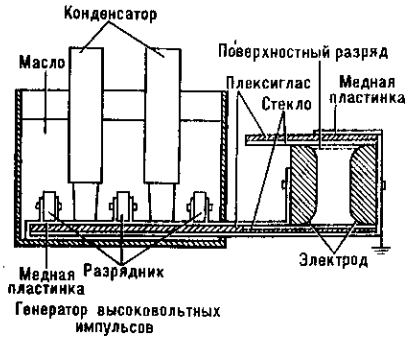


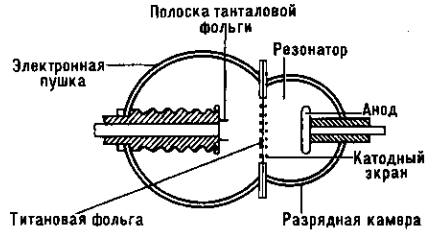
Рис. 7.

профиль к-рых подобран так, чтобы обеспечить однородное электрич. поле в промежутке, и генератор высоковольтных импульсов с удвоением напряжения, коммутация в к-ром производится разрядниками. Сбоку от электродов находятся пластинки из плексигласа и стекла. После подачи напряжения на электроды токи смещения замыкаются через пластинки на электрод вдоль поверхности стекла. УФ-излучение возникающего при этом поверхностного разряда создаёт во всём объёме межэлектродного промежутка нач. ионизацию. Схема позволила получить однородный разряд при расстоянии между электродами до 10 см и уд. энергии излучения 40—60 Дж/л. Столь высокие показатели обычно получают только в сис-

темах с электронным пучком. Объём разряда в установках с УФ-предионизацией достигает неск. литров, энергия излучения — неск. сотен джоулей при длительности импульса ок. 1 мкс.

На рис. 8 показано поперечное сечение разрядной камеры лазера с ионизацией электронным пучком. Её важнейший элемент — импульсный диод (электронная пушка) —

Рис. 8.



ускоритель электронов. Катод диода может быть термоэмиссионным, холодным с автоэлектронной эмиссией или плазменным. Плотности тока быстрых электронов от неск. А/см^2 до неск. мА/см^2 при длительности импульса от долей мкс до неск. десятков мкс. Диод отделён от разрядной камеры окном из тонкой титановой фольги. Междуэлектродный промежуток в установках подобного типа достигает 35 см, объём разряда — сотен л, энергия импульсов излучения — неск. кДж.

Показатель усиления в импульсных газоразрядных CO_2-л. обычно составляет от 1,5 до 3—4 м$^{-1}$. Импульсные CO_2-л. успешно работают при давлениях до 10—15 атм. При давлении более 5—7 атм ударное уширение становится примерно равным интервалу между колебательно-вращат. линиями полос. Это позволяет получить плавную перестройку частоты во всём диапазоне, показанном на рис. 1. В непрерывном режиме применение трубок диаметром 1—2 мм (т. н. волноводные лазеры) даёт возможность работать при давлении до 0,2—0,4 атм и существенно расширить диапазон перестройки частоты за счёт ударного уширения линий.

Газодинамические CO_2-л. Накачка CO_2-л. может производиться за счёт тепловой энергии. В этом случае лазер является тепловой машиной, непосредственно преобразующей теплоту в когерентное излучение. При нагреве газа возбуждаются поступательные, вращательные и в меньшей степени — колебательные степени свободы молекул. Если газ резко охладить, то энергия колебат. степеней свободы может быть на нек-рое время «заморожена». Для быстрого охлаждения применяют сверхзвуковое истечение газа через сопла. Лазеры, в к-рых используют такой метод получения инверсной населённости, называют *газодинамическими лазерами* (ГДЛ). Время охлаждения τ^* можно оценить по высоте критич. сечения сопла h^* и скорости звука в нём c^*, $\tau^* \sim h^*/c^*$. Если $\tau_{эфф} > \tau^*$, но $W_{20}\tau^* > 1$, то при истечении энергия колебаний азота и антисимметричной моды CO_2 будет «заморожена», а энергия смешанных мод успеет перейти в тепловую. После расширения в газе в течение нек-рого времени будет существовать инверсная населённость. Для ускорения релаксации смешанных мод в рабочую смесь ГДЛ добавляют в небольшом кол-ве водяной пар. Условие образования инверсии в ГДЛ накладывает жёсткие ограничения на размер сверхзвуковых сопел. Они должны быть весьма миниатюрными, с высотой критич. сечения всего в неск. десятых мм. Чтобы получить значит. расход газа, применяют решётки из щелевых или конических сопел. Число сопел в решётках может достигать неск. сотен. Рабочую смесь ГДЛ получают в качестве продуктов сгорания топлив либо заранее приготовленную смесь нужного состава нагревают в теплообменниках, электрич. током в плазмотронах, в ядерных реакторах, в концентраторах солнечной энергии. ГДЛ представляют собой крупные энергетич. установки. Описан пример реализации ГДЛ с расходом рабочей смеси 14 кг/с и мощностью излучения до 150 кВт. Вероятно, существуют и более крупные установки. Первоначально создание ГДЛ мотивировалось в осн. военными целями, но они могут успешно применяться и в технологиях отраслей тяжёлой промышленности. На рис. 9 изображён ГДЛ, установленный в одном из цехов Череповецкого металлургич. комбината. Он разработан в Ин-те высоких температур РАН.



Рис. 9.

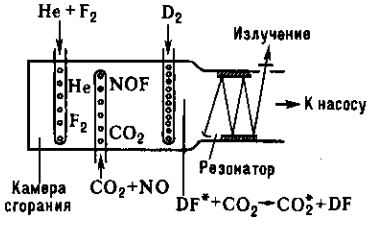
Определённым недостатком ГДЛ является низкий (<1%) кпд, связанный с неселективностью тепловой накачки. Оценить мощность ГДЛ можно из следующих соображений. Учитывая, что рабочая сместь ГДЛ на 98—99% состоит из CO_2 и азота, при темп-ре нагревателя T_0 на единицу массы газа приходится энергия колебаний молекул азота и антисимметричной моды CO_2

$$\mathscr{E}_к = \frac{R\theta}{\mu}\left[\exp(\theta/T_0) - 1\right]^{-1},$$

где $\theta = 3380$ К — характеристическая темп-ра антисимметричной моды, R — универсальная газовая постоянная, μ — молекулярная масса. Мощность генерации составит $W = \dot{m}\mathscr{E}_к\eta_c\eta_{кв}\eta_{ген}\eta_{зап}$, где η_c — кпд сопла, равный отношению энергии, запасённой в колебаниях молекул азота и антисимметричной моды CO_2 после расширения в сопле, к величине $\mathscr{E}_к$, $\dot{m}$ — массовый расход газа. Остальные обозначения приведены выше при оценке мощности газоразрядных лазеров. Величина η_c зависит от высоты критич. сечения сопла, его геометрии и качества изготовления, состава смеси, T_0 и ряда др. факторов и может достигать 0,4—0,5. В оптимальных условиях при $T_0 = 1200$—1300 К величина $W/\dot{m}$ составляет 8—12 кВт/(кг/с). Она очень сильно зависит от T_0. Осн. усилия при разработках ГДЛ были направлены на её повышение. Однако это связано с большими технол. трудностями.

Химические CO_2-л. Накачка CO_2-л. может производиться непосредственно за счёт хим. энергии тех реакций, к-рые протекают с большой скоростью с высоким выходом колебательно возбуждённых молекул. Примером такой реакции является взаимодействие фтора с водородом или дейтерием. Фтористый дейтерий быстро обменивается энергией с антисимметричной модой CO_2. При этом образуется инверсная населённость. На рис. 10 показана схема хим. CO_2-л. В камеру сгорания по отд.

Рис. 10.



трубопроводам подаются реагенты. Закись азота добавляют, чтобы получить активный атомарный фтор, к-рый затем вступает в реакцию с дейтерием, образуя колебательно возбуждённые молекулы (см. также *Химический лазер*). Известны примеры реализации таких лазеров (преим. для военных целей) с дозвуковыми и сверхзвуковыми скоростями продуктов реакций.

Лит.: Соболев Н. Н., Соковиков В. В., Оптические квантовые генераторы на CO_2, «УФН», 1967, т. 91, в. 3, с. 425; Тычинский В. П., Мощные газовые лазеры, там же, с. 389; Карлов Н. В., Конев Ю. Б., Импульсные CO_2-лазеры высокого давления, в кн.: Справочник по лазерам, пер. с англ., под ред. А. М. Прохорова, т. 1, М., 1978; Веденов А. А., Физика электроразрядных CO_2-лазеров, М., 1982; Карлов Н. В., Лекции по квантовой электронике, 2 изд., М., 1988; Голубев В. С., Лебедев Ф. В., Физические основы технологических лазеров, М., 1987; Очкин В. Н., Волноводные газовые лазеры, М., 1988; Виттеман В. Дж., CO_2-лазер, пер. с англ., М., 1990. *Ю. Б. Конев, В. Н. Очкин.*

CP-ИНВАРИА́НТНОСТЬ — инвариантность физ. теории относительно *комбинированной инверсии*. После того как в 50-х гг. было обнаружено нарушение *P-чётности* в слабом взаимодействии, Л. Д. Ландау заметил, что в пределах достигнутой в то время эксперим. точности инвариантность относительно *CP*-преобразования сохраняется [1]. Однако в 1964 Дж. Кристенсен, Дж. Кронин, В. Л. Фитч, Р. Тёрли [2] обнаружили редкий распад долгоживущего нейтрального K_L^0-мезона на два π-мезона ($\pi^0\pi^0$ или $\pi^+\pi^-$), что означало нарушение *CP*-и. До настоящего времени нарушение *CP*-и. наблюдалось только в распадах нейтральных *K-мезонов*. Наблюдавшееся до 1988 нарушение *CP*-и. объясняется наличием малой мнимой части в амплитуде $K^0 \leftrightarrow \bar{K}^0$-перехода:

$$|\eta_{00}|e^{i\varphi_{00}} = \frac{A(K_L^0 \to \pi^0\pi^0)}{A(K_S^0 \to \pi^0\pi^0)},$$

$$|\eta_{+-}|e^{i\varphi_{+-}} = \frac{A(K_L^0 \to \pi^+\pi^-)}{A(K_S^0 \to \pi^+\pi^-)},$$

где $A(...)$ и φ — амплитуды и фазы соответствующих распадов. При этом несохранение *CP*-чётности целиком возникает за счёт смешивания состояний K_1^0 и K_2^0, имеющих разную *CP*-чётность. Так, напр., распад $K_2^0 \to 2\pi$ происходит в два этапа: $K_2^0 \to K_1^0 \to 2\pi$, и только на первом этапе нарушается *CP*-чётность. Но в 1988 было обнаружено указание на возможное неравенство параметров η_{00} и η_{+-}, описывающих распады $K_L^0 \to 2\pi^0$ и $K_L^0 \to \pi^+\pi^-$ [3], к-рое объясняется несохранением *CP*-чётности в прямых амплитудах соответствующих распадов. В рамках совр. теории *электрослабого взаимодействия* наблюдаемое нарушение *CP*-чётности естеств. образом возникает за счёт комплексности констант взаимодействия кварков с дублетом *Хиггса бозонов*, определяющих смешивание кварков в слабых *заряженных токах*. Эта комплексность проявляется только при наличии трёх (или более) *поколений фермионов*, но не наблюдается для случая одного или двух поколений. Малость нарушения *CP*-и. в распадах K-мезонов объясняется близостью матрицы смешивания кварков к единичной.

CP-и. предсказывает равенство вероятностей распадов частицы и античастицы в *C*-сопряжённые состояния. Заметное нарушение *CP*-и. ожидается в распадах частиц, содержащих *b*-кварк. Отличие от нуля электрич. дипольных моментов (ЭДМ) элементарных частиц также являлось бы проявлением нарушения *CP*-и. Эксперим. ограничение на ЭДМ нейтрона: $d_n < 1{,}1 \cdot 10^{-25}$ см. Если всё нарушение *CP*-и. сводится к фазе констант в стандартной модели, то имеет место оценка $d_n = e \cdot 10^{-32 \pm 2}$ см [4] и обнаружение ЭДМ нейтрона в эксперименте практически невозможно. При выходе за рамки стандартной модели (дополнит. хиггсовские мультиплеты, *суперсимметрия*) возникают новые возможности нарушения *CP*-и. и становится возможным значение d_n порядка эксперим. ограничения.

Нарушение *CP*-и. может иметь важное значение и для макрофизики. Одним из актуальных вопросов космологии является происхождение *барионной асимметрии Вселенной*. Как отметил в 1967 А. Д. Сахаров, нарушение *CP*-и. необходимо для получения барионной асимметрии в *горячей Вселенной теории*. Эта идея получила развитие в рамках теорий *Великого объединения*.

Сильное взаимодействие также содержит возможность нарушения *CP*-и., связанную с т. н. θ-членом в лагранжиане *квантовой хромодинамики*: $(\theta/32\pi^2)G_{\mu\nu}\tilde{G}_{\mu\nu}$, где $G_{\mu\nu}$ — тензор глюонного поля, $\tilde{G}_{\mu\nu}$ — *дуальный тензор*. Эксперим. ограничение на d_n пересчитывается в следующее ограничение на значение безразмерной константы θ: $\theta < 10^{-8}$. Наличие в теории столь малой константы требует объяснения. Один из способов естеств. образом избежать нарушения *CP*-и. в сильном взаимодействии состоит во введении дополнит. специальной глобальной *симметрии* $U(1)$. При этом предсказывается существование лёгкого псевдоскалярного бозона — *аксиона*.

Лит.: 1) Ландау Л. Д., О законах сохранения при слабых взаимодействиях, «ЖЭТФ», 1957, т. 32, с. 405; 2) Christensen J. H. [e. a.], Evidence for the 2π decay of the K_2^0 meson, «Phys. Rev. Lett.», 1964, v. 13, p. 138; 3) Burkhardt H. [e. a.], First evidence for direct CP violation, «Phys. Lett.», 1988, v. B206, p. 169; 4) Шабалин Е. П., Электрический дипольный момент нейтрона в калибровочной теории, «УФН», 1983, т. 139, в. 4, с. 561. *М. И. Высоцкий.*

CP-ЧЁТНОСТЬ (комбинированная чётность) — произведение *P-чётности* и *зарядовой чётности*. Понятие оказывается полезным, т. к. в слабом взаимодействии *CP*-ч. с хорошей точностью сохраняется (см. также *CP-инвариантность*). Приведём важный пример. Два π-мезона имеют положительную *CP*-ч., а K^0- и $\bar{K}^0$-мезоны (см. *K-мезоны*) определённой *CP*-ч. не обладают. Поэтому на два π-мезона распадается линейная суперпозиция состояний $|K_1^0\rangle = (|K^0\rangle + |\bar{K}^0\rangle)/\sqrt{2}$, ортогональная ей суперпозиция $|K_2^0\rangle = (|K^0\rangle - |\bar{K}^0\rangle)/\sqrt{2}$ распадается на три π-мезона. Из-за малого фазового объёма вероятность распада $K_2^0 \to 3\pi$ примерно на три порядка меньше, чем $K_1^0 \to 2\pi$. Это делает возможным наблюдение таких явлений, как осцилляция *странности* в пучке K-мезонов в вакууме и регенерация K_1^0-мезонов в веществе. *М. И. Высоцкий.*

CPT-ТЕОРЕ́МА — см. *Теорема CPT*.



ЧАНДРАСЕКА́РА ПРЕДЕ́Л — верх. предел массы ($M_Ч$) холодного невращающегося *белого карлика*. Установлен С. Чандрасекаром (S. Chandrasekhar, США) в 1931. Давление P внутри белого карлика (БК) определяется электронным вырожденным газом (см. *Квантовый газ*) и зависит только от плотности вещества ρ. Внутри БК плотность монотонно возрастает от поверхности к центру. Чем больше масса БК M, тем больше плотность ρ_c в его центре; увеличивается также плотность любого промежуточного слоя и уменьшается радиус R БК. Как только энергия Ферми электронного газа начинает превышать энергию покоя электрона $m_e c^2$ (это происходит при плотн. $\rho \gtrsim 10^6$ г/см^3), электронный газ становится релятивистским и рост давления с увеличением плотности замедляется. В результате даже небольшое увеличение массы БК приводит к значит. возрастанию ρ_c и, когда M приближается к $M_Ч$, радиус БК быстро убывает, плотность ρ_c стремится к бесконечности, а зависимость $P(\rho)$ асимптотически приближается к закону

$$P = K\rho^{4/3}, \qquad (1)$$

где

$$K = \frac{1}{8}\left(\frac{3}{\pi}\right)^{1/3} \frac{hc}{(m_u \mu_e)^{4/3}} \approx \frac{1{,}244 \cdot 10^{15}}{\mu_e^{4/3}} \left[\frac{\text{см}^3}{\text{с}^2\,\text{г}^{1/3}}\right]. \qquad (2)$$

Здесь m_u — атомная единица массы; μ_e — *молекулярная масса*, приходящаяся на один электрон [число электронов в единице объёма равно $\rho/(m_u\mu_e)$].Чем ближе M к $M_ч$, тем точнее выполняется соотношение (1) и тем лучше строение БК соответствует модели политропного шара. Теория политропных газовых шаров — гидростатически равновесных сферически-симметричных конфигураций, внутри к-рых $P_{\text{○}}\rho^{1+1/n}$ [случаю (1) соответствует $n=3$], была развита в кон. 19 — нач. 20 вв. Дж. Лейном (J. Lane), А. Риттером (A. Ritter) и Р. Эмденом (R. Emden). Согласно этой теории, в случае $n=3$ имеется однозначная связь между постоянной K и массой M политропного шара:

$$K=0{,}3639GM^{2/3}, \qquad (3)$$

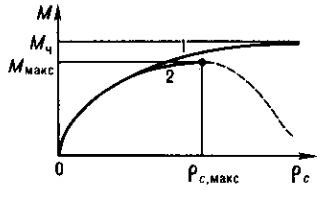
где 0,3639 — безразмерный коэф., определяемый условием гидростатич. равновесия (см. также *Эволюция звёзд*). Подставляя значение K из (2) в (3), получаем предельную массу $M_ч$ БК:

$$M_ч=\frac{0{,}1967}{(m_u\mu_e)}\left(\frac{hc}{G}\right)^{3/2}=\frac{5{,}83}{\mu_e^2}M_\odot.$$

При $M>M_ч$ гидростатич. равновесие БК вообще невозможно, поскольку градиент давления недостаточен для компенсации силы тяжести. В табл. для разл. веществ приведены округлённые значения μ_e и соответствующие $M_ч$.

	^{1}He	^{4}He, ^{12}C, ^{14}N, ^{16}O, ^{20}Ne, ^{24}Mg, ^{28}Si, ^{40}Ca, ... — в чистом виде или смешанные в любой пропорции	^{52}Cr	^{56}Fe	^{59}Co	^{58}Ni
μ_e	1,008	2,00	2,16	2,15	2,18	2,07
$M_ч/M_\odot$	5,73	1,46	1,24	1,26	1,22	1,36

При достаточно больших плотностях на структуру реальных БК начинают заметно влиять процессы *нейтронизации вещества* и эффекты общей теории относительности. В результате макс. масса $M_{макс}$ БК оказывается несколько меньше $M_ч$ и ей соответствует уже не бесконечная, а конечная величина ρ_c (рис.). Так, для углеродных БК с учётом этих факторов $M_{макс}\simeq 1{,}36M_\odot$ и $\rho_{c,макс}\approx 5\cdot 10^{10}$ г/см^3, чему соответствует мин. радиус БК $\sim 10^8$ см, т. е. 1 тыс. км.



Качественный вид зависимости массы белых карликов от их центральной плотности. 1 — идеальные белые карлики, для которых $\rho_c\to\infty$ при $M\to M_ч$; 2 — реальные белые карлики: максимальной массе $M_{макс}$ соответствует конечная центральная плотность $\rho_{c,макс}$. Штриховой отрезок кривой соответствует неустойчивым конфигурациям.

Достаточно горячие БК, электронный газ внутри к-рых вырожден не полностью, а также холодные, но быстро вращающиеся БК могут иметь массы, превышающие $M_ч$. Со временем по мере охлаждения и (или) потери момента кол-ва движения гидростатич. равновесие таких массивных БК неминуемо нарушается и они переходят в состояние гравитац. коллапса, в результате чего возникает нейтронная звезда.

Ч. п. играет фундам. роль в теории строения и эволюции звёзд. Внутри массивных звёзд на определ. стадиях эволюции могут образовываться частично вырожденные центр. ядра, состоящие из C, O, Ne, Si, Fe. Характер последующих, заключит. стадий эволюции таких звёзд, а также их конечная судьба критически зависят от того, насколько и в какую сторону отличаются массы их ядер от $M_ч$.

Лит.: Зельдович Я. Б., Новиков И. Д., Теория тяготения и эволюция звезд, М., 1971; Шапиро С. Л., Тьюколски С. А., Черные дыры, белые карлики и нейтронные звезды, пер. с англ., ч. 1—2, М., 1985. *Д. К. Надёжин.*

ЧАПЛЫ́ГИНА УРАВНЕ́НИЯ динамики — дифференц. ур-ния движения неголономной механич. системы, предложенные С. А. Чаплыгиным в 1897. Ч. у. имеют место для механич. системы со стационарными неголономными связями, положение к-рой определяется s обобщёнными координатами q_j ($j=1, 2, ..., s$), а обобщённые скорости $\dot q_j$ связаны r неинтегрируемыми дифференц. соотношениями

$$A_{1,\rho}\dot q_1+A_{2,\rho}\dot q_2+...+A_{s,\rho}\dot q_s\ (\rho=1, 2, ..., r) \qquad (1)$$

с коэффициентами $A_{j,\rho}$, зависящими только от $s-r$ обобщённых координат, напр. от q_{r+1}, ..., q_s. Если, пользуясь равенствами (1), выразить $\dot q_1$, ..., $\dot q_r$ через $\dot q_{r+1}$, $\dot q_{r+2}$, ..., $\dot q_s$ в виде

$$\dot q_i=B_{i,r+1}\dot q_{r+1}+...+B_{i,s}\dot q_s\ (i=1, ..., r), \qquad (2)$$

то Ч. у. для рассматриваемой системы будут иметь вид

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{\partial\tilde T}{\partial\dot q_\sigma}\right)-\frac{\partial T}{\partial q_\sigma}=-\frac{\partial\Pi}{\partial q_\sigma}+$$
$$+\sum_{i=1}^{r}\frac{\partial T}{\partial\dot q_i}\sum_{k=r+1}^{s}\left(\frac{\partial B_{i,\sigma}}{\partial q_k}-\frac{\partial B_{j,k}}{\partial q_\sigma}\right)(\sigma=r+1, ..., s),$$

где T и Π — кинетическая и потенц. энергии системы, к-рые также считаются не зависящими явно от q_1, q_2, ..., q_r, а $\tilde T$ — выражение кинетич. энергии, в к-ром скорости $\dot q_1$, $\dot q_2$, ..., $\dot q_r$ исключены с помощью равенств (2). Если действующие силы не потенциальны, то $-\partial\Pi/\partial q_\sigma$ в правых частях Ч. у. заменяются на обобщённые силы Q_σ, вычисляемые так же, как в *Аппеля уравнениях*.

Ч. у. указывают, что предварит. исключение $\dot q_1$, $\dot q_2$, ..., $\dot q_r$ из выражения T при составлении ур-ний Лагранжа приведёт к ошибке — к потере членов с двойными суммами.

Лит.: Чаплыгин С. А., О движении тяжелого тела вращения на горизонтальной плоскости, Собр. соч., т. 1, М.—Л., 1948; Лурье А. И., Аналитическая механика, М., 1961, гл. 8. *С. М. Тарг.*

ЧАПЛЫ́ГИНА — ЖУКО́ВСКОГО ПОСТУЛА́Т — положение, согласно к-рому при безотрывном обтекании профиля крыла потоком идеальной жидкости или газа точкой плавного схода струй с его контура является хвостовая точка профиля. При этом предполагается, что хвостовая точка есть точка заострения. Если бы при безотрывном обтекании профиля идеальной жидкостью струи сходили с его контура не в хвостовой точке, а в к.-л. другой, то в угл. точке или точке заострения на хвостике скорость была бы бесконечно большой, что физически невозможно. Это обстоятельство можно рассматривать как обоснование Ч.—Ж. п.: постулат является условием того, чтобы при обтекании профиля с одной острой кромкой скорость во всех точках была конечной.

Применив Ч.—Ж. п. к вычислению циркуляции скорости Γ, можно затем определить подъёмную силу на единицу размаха крыла. В случае тонкого изогнутого профиля $\Gamma=\pi v\sin(\alpha+2\bar f)$, где α — угол атаки профиля, v — скорость набегающего потока, а $\bar f$ — относит. вогнутость крыла. Коэф. подъёмной силы при этом $c_y=2\pi\sin(\alpha+2\bar f)$. Если α и $\bar f$ — величины малые, то приближённо $c_y=2\pi(\alpha+2\bar f)$, т. е. c_y пропорц. α и $\bar f$.

Опыты показывают, что ф-лы для Γ и c_y соответствуют действительности лишь приближённо и только при малых значениях α и $\bar f$, когда обтекание может быть безотрывным. Наличие вязкости жидкости и образование на поверхности крылового профиля пограничного слоя несколько (на 10—15%) уменьшают теоретич. коэф., к-рые, кроме того, зависят ещё от *Рейнольдса числа*. Если, напр., α боль-

ше нек-рого определённого для данного профиля и условий обтеканий значения (т. н. критического $\alpha_{кр}$), то точка схода струй будет находиться не в хвостовой точке профиля, а в точке на верх. части контура. Обтекание при этом сопровождается отрывом струй и образованием вихрей над верх. частью.

ЧАРМ — то же, что *очарование*.

ЧАРМО́НИЙ — см. в ст. *Кварконий*.

ЧА́СТНАЯ ТЕО́РИЯ ОТНОСИ́ТЕЛЬНОСТИ — частный (спец.) случай теории относительности, в к-ром рассматриваются свойства пространства-времени в областях, где полями *тяготения* можно пренебречь (подробнее см. *Относительности теория*).

ЧАСТО́ТНАЯ МОДУЛЯ́ЦИЯ — вид модуляции колебаний, при к-рой частота ВЧ-колебания изменяется во времени по закону, определяемому передаваемым сигналом (см. *Модулированные колебания*).

ЧАСТО́ТНО-КОНТРА́СТНАЯ ХАРАКТЕРИ́СТИКА (ЧКХ; пространственно-частотная характеристика, просто — частотная характеристика) — ф-ция, характеризующая исчерпывающим образом способность оптич. системы передавать детали объекта в формируемом ею изображении, если оптич. система удовлетворяет условиям линейности и инвариантности (изопланатичности). Термины «частотная характеристика» и «передаточная функция» пришли в оптику из радиоэлектроники, где теория линейной фильтрации и фурье-анализ уже давно и плодотворно используются для описания работы радиотехн. устройств. В 80-х гг. эти термины в несколько изменённом виде вошли в обиход оптиков и стали столь же привычными при описании характеристик оптич. систем.

При использовании ЧКХ следует различать два случая: работа оптич. системы в условиях когерентного освещения (напр., объект освещается сколлимированным лазерным пучком) и некогерентного (самосветящиеся объекты или объекты, освещённые рассеянным светом протяжённых источников).

В случае освещения оптич. системы когерентным светом входным и выходным сигналами являются комплексные амплитуды световой волны на входе $f(x, y)$ и на выходе $g(x, y)$. ЧКХ $H(u, v)$ связывает между собой фурье-образы (спектры, см. *Фурье-оптика*) $F(u, v)$ и $G(u, v)$ соответственно входного и выходного сигналов:

$$G(u, v) = F(u, v)\,H(u, v). \qquad (1)$$

Соотношение (1) можно рассматривать как определение ЧКХ. Физ. смысл равенства (1) состоит в следующем. Световая волна, распространяющаяся от объекта до оптич. системы, и волна, прошедшая через неё и формирующая изображение, могут быть представлены в виде суперпозиции плоских волн разных направлений (разл. пространственных частот u, v). Любая реальная оптич. система вносит изменения в спектр плоских волн, образующих предметную волну. Эти изменения и характеризуются весовым множителем $H(u, v)$, к-рый наз. ЧКХ. В частности, ЧКХ дифракционно-ограниченной оптич. системы (т. е. безаберрационной системы, в к-рой искажения обусловлены лишь дифракц. эффектами — конечностью размеров используемых объективов) имеет вид

$$H(u, v) = \begin{cases} 1, \text{ если } |u^2+v^2| \leqslant kD/z, \\ 0, \text{ если } |u^2+v^2| > kD/z, \end{cases} \qquad (2)$$

где $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число, D/z — угл. апертура объектива диам. D (рис. 1).

Устанавливая в фурье-плоскости оптич. системы разл. вида маски-транспаранты, можно эффективно изменять ЧКХ, направленно изменяя таким образом характеристики изображения.

В случае освещения объекта некогерентным светом входным и выходным сигналами являются распределения интенсивности (не амплитуды) света $I_{вх}(x, y)$ и $I_{вых}(x, y)$ соответственно во входной и выходной плоскостях оптич.

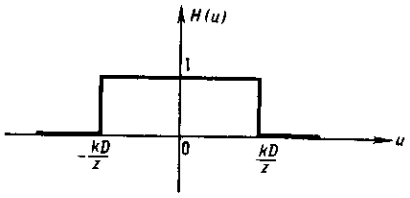


Рис. 1. Частотно-контрастная характеристика оптической системы при освещении её когерентным светом.

системы. Равенство, аналогичное (1), связывает между собой фурье-преобразования этих ф-ций [соответственно $J_{вх}(u, v)$ и $J_{вых}(u, v)$]:

$$J_{вых}(u, v) = J_{вх}(u, v)\,\mathscr{H}(u, v), \qquad (3)$$

где ф-ция $\mathscr{H}(u, v)$ наз. оптической передаточной функцией (ОПФ). Связь между нормированной ОПФ и ЧКХ когерентной системы имеет вид

$$\mathscr{H}(u, v) = \frac{\iint H(p-u/2,\, q-v/2)\,H^*(p+u/2,\, q+v/2)\,dpdq}{\iint |H(p, q)|^2\,dpdq}. \qquad (4)$$

В частности, ОПФ системы, амплитудно-частотная характеристика к-рой описывается единично-нулевой ф-цией, имеет вид, представленный на рис. 2.

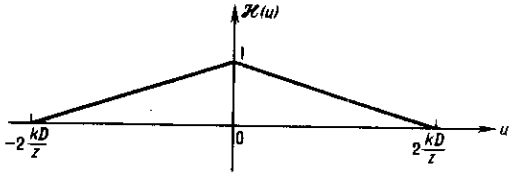


Рис. 2. Оптическая передаточная функция дифракционно-ограниченной оптической системы при освещении её некогерентным светом.

Оптич. передаточной ф-ции можно придать следующий физ. смысл. Известно, что любая ф-ция, описывающая картину интенсивности [действительная, положительно определённая ф-ция $I(x, y)$], может быть представлена в виде амплитудных синусоидальных решёток — синусоидальных распределений интенсивности. Из (3) следует, что ОПФ определяет контраст, с к-рым оптич. система передаёт изображение синусоидальных решёток разл. пространств. частот. В частности, оптич. система, ОПФ к-рой имеет вид, как на рис. 2, передаёт с макс. контрастом НЧ-компоненты спектра (низкочастотные синусоидальные решётки, составляющие картину интенсивности объекта, изображаются с тем же контрастом, какой они имеют во входной плоскости). По мере роста пространственной частоты решётки её контраст в плоскости изображения по отношению к контрасту в плоскости предмета становится всё меньше и, наконец, решётки, частоты к-рых превышают граничную частоту $u_{макс}$, не передаются в плоскость изображения, т. е. имеют в плоскости изображения нулевой контраст.

Лит. см. при ст. *Фурье-оптика*. *Г. Р. Локшин.*

ЧЕ́ПМЕНА — Э́НСКОГА МЕ́ТОД — метод решения кинетического уравнения Больцмана. Независимо предложен С. Чепменом (S. Chapman) в 1916—17 и Д. Энскогом (D. Enskog) в 1917. Подробнее см. в ст. *Кинетическая теория газов*.

ЧЕРЕНКО́ВА — ВАВИ́ЛОВА ИЗЛУЧЕ́НИЕ (Черенкова — Вавилова эффект, иногда наз. Вавилова — Черенкова излучение) — излучение света электрически заряженной частицей, возникающее при её движении в среде с пост. скоростью v, превышающей фазовую скорость света в этой среде (скорость распространения в ней световых волн). Обнаружено в 1934 при исследовании П. А. Черенковым γ-люминесценции растворов как слабое голубое свечение

жидкостей под действием γ-излучения. Эксперименты Черенкова, предпринятые по инициативе С. И. Вавилова, выявили характерные особенности излучения: 1) свечение наблюдается у всех чистых прозрачных жидкостей, причём его яркость мало зависит от их хим. состава; 2) излучение имеет поляризацию с преим. ориентацией вектора напряжённости электрич. поля вдоль направления первичного пучка; 3) в отличие от *люминесценции*, не наблюдается ни температурного, ни примесного тушения. На основании этих данных Вавилов сделал основополагающее утверждение, что обнаруженное явление — не люминесценция, свет же излучают движущиеся в жидкости быстрые электроны, образующиеся при облучении вещества. Ч.— В. и. характерно не только для жидкостей, но и для твёрдых тел и газов. Свечение, вызываемое γ-излучением, нек-рые учёные наблюдали и раньше (напр., М. Л. Малле, в 1926—29 получивший фотографии его спектра). Однако то, что наблюдаемое излучение — новое, ещё не изучавшееся явление, оставалось непонятым; не было установлено и наиб. характерное его свойство, обнаруженное Черенковым в 1936,— направленность излучения под острым углом к скорости частицы.

В 1937 И. Е. Таммом и И. М. Франком были предложены механизм Ч.— В. и. и количеств. теория, основанная на ур-ниях классич. электродинамики. К тем же результатам пришёл в 1940 В. Л. Гинзбург, осуществивший квантовое рассмотрение эффекта.

Условие возникновения Ч.— В. и. и его направленность могут быть пояснены с помощью принципа Гюйгенса. Каждую точку (*A*, *B*, *C*, *D* на рис. 1 и 2) траектории заряж. частицы следует считать источником волны, возникающей в момент прохождения через неё частицы. В оптически изотропной среде такие парциальные волны будут сферическими, распространяющимися со скоростью $u=c/n$, где n — показатель преломления среды. Допустим, что частица, двигаясь равномерно и прямолинейно со скоростью v, в момент наблюдения находилась в точке *E*. За время t до этого она проходила через точку *A* ($AE=vt$). Волна, испущенная из *A*, к моменту наблюдения представится сферой радиусом $R=ut$; на рис. 1 и 2 ей соответствует окружность *1*, а волнам, испущенным из *B*, *C*, *D*,— окружности *2*, *3*, *4*. По принципу Гюйгенса в результате интерференции парциальные волны гасят друг друга всюду, за исключением их общей огибающей, к-рой соответствует волновая поверхность света, распространяющегося в среде.

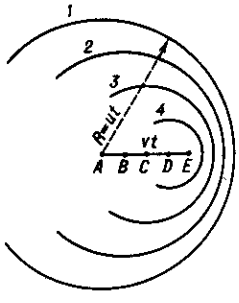


Рис. 1. Движение заряженной частицы в среде со скоростью $v<u$. Сферы *1*, *2*, *3*, *4* — положение парциальных волн, испущенных частицей из точек *A*, *B*, *C*, *D* соответственно.

Пусть $v<u$ (рис. 1), тогда световые волны будут обгонять частицу на тем большее расстояние, чем раньше они испущены. Общей огибающей парциальные волны при этом не имеют — все окружности *1*, *2*, *3*, *4* лежат одна внутри другой; следовательно, электрич. заряд при равномерном и прямолинейном движении со скоростью $v<u$ свет не излучает.

Если же частица движется быстрее, чем распространяются световые волны, т. е. при

$$v>u=c/n \text{ или } \beta n>1 \qquad (1)$$

(где $\beta=v/c$), то соответствующие волнам сферы пересекаются (рис. 2), их общая огибающая (волновая поверхность) представляет собой конус с вершиной в точке *E*, совпадающей с мгновенным положением частицы, а нормали к образующим конуса определяют волновые векторы, т. е. направления распространения света. Угол θ, к-рый составляет волновой вектор с направлением движения частицы, удовлетворяет отношению

$$\cos\theta=u/v=c/nv=1/\beta n. \qquad (2)$$

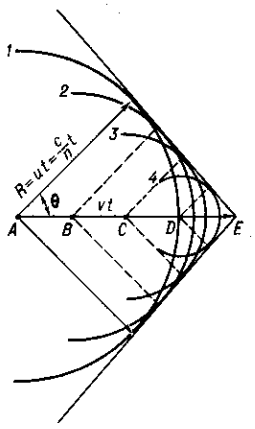


Рис. 2. Движение заряженной частицы в среде со скоростью $v>u$. Угол между направлениями волнового вектора возникающего излучения и скоростью частицы равен θ.

Такой же метод рассмотрения можно провести и для оптически анизотропной среды (в частности, для прозрачных кристаллов, см. *Оптическая анизотропия*), в к-рой парциальные волны не являются сферами. В этом случае обыкновенному и необыкновенному лучам будут соответствовать разные конусы и излучение будет возникать под разными углами θ к направлению распространения частицы, согласно соотношению (2). Условие (1) для оптически анизотропных сред формулируется несколько иначе. Во всех случаях осн. ф-лы теории хорошо согласуются с опытом.

Расчёт показывает, что в оптически изотропной среде частица с зарядом e, прошедшая расстояние в 1 см со скоростью $v>u$, излучает энергию

$$\mathscr{E}=\frac{e^2}{c^2}\int\limits_{\beta n(\omega)>1}\omega\left[1-\frac{1}{\beta^2 n^2(\omega)}\right]d\omega \qquad (3)$$

($\omega=2\pi c/\lambda$ — круговая частота света, λ — длина волны излучаемого света в вакууме). Подынтегральное выражение отражает распределение энергии в спектре Ч.— В. и.

В жидкостях и твёрдых веществах условие (1) начинает выполняться для электронов уже при энергиях $\sim 10^5$ эВ, для протонов, масса к-рых в ~2000 раз больше электронной,— при энергиях $\sim 10^8$ эВ. На основе Ч.— В. и. разработаны широко применяемые эксперим. методы для регистрации частиц высоких энергий, измерения их скорости. Приборы, применяемые для этой цели, наз. *черенковскими счётчиками*. Эти методы позволяют также рассчитывать массу частиц (это, напр., было использовано при открытии антипротона).

Ч.— В. и. может наблюдаться в чистом виде только в идеальных случаях, когда заряж. частица движется с пост. скоростью в радиаторе неогранич. длины. В тонком радиаторе, удовлетворяющем условию (1), Ч.— В. и. неотделимо от *переходного излучения*, возникающего при пересечении частицей границы раздела двух сред с разными коэф. преломления.

В 1940 Э. Ферми обобщил теорию Ч.— В. и., приняв во внимание, что реальная среда обладает способностью поглощать свет, по крайней мере, в нек-рых областях спектра. Полученные им результаты внесли существ. уточнения в теорию ионизац. потерь заряж. частицами (эффект поляризации среды).

Ч.— В. и. является примером оптики «сверхсветовых» скоростей и имеет принципиальное значение. Ч.— В. и. экспериментально и теоретически изучено не только в оптически изотропных средах, но и в кристаллах, теоретически рассмотрено излучение электрич. и магн. диполей и мультиполей. Ожидаемые свойства излучения движущегося магн. заряда были использованы для поиска *магнитного монополя*. Рассмотрено излучение частицы в канале внутри среды (напр., излучение пучка частиц внутри волновода) и др. Новые особенности приобретает *Доплера эффект* в среде: появляются т. н. аномальный и сложный

эффекты Доплера. Можно полагать, что всякая система частиц, способная взаимодействовать с эл.-магн. полем, будет излучать свет за счёт своей кинетич. энергии, если её скорость превышает фазовую скорость света.

Лит.: Черенков П. А., Видимое свечение чистых жидкостей под действием γ-радиации, «ДАН СССР», 1934, т. 2, в. 8, с. 451; Вавилов С. И., О возможных причинах синего γ-свечения жидкостей, там же, с. 457; Тамм И. Е., Франк И. М., Когерентное излучение быстрого электрона в среде, там же, 1937, т. 14, в. 3, с. 107; Черенков П. А., Тамм И. Е., Франк И. М., Нобелевские лекции, М., 1960; Джелли Дж., Черенковское излучение и его применения, пер. с англ., М., 1960; Зрелов В. П., Излучение Вавилова — Черенкова и его применение в физике высоких энергий, т. 1—2, М., 1968.

И. М. Франк.

ЧЕРЕНКО́ВСКИЙ СЧЁТЧИК — детектор быстрых заряж. частиц, основанный на регистрации черенковского излучения, испускаемого частицами (см. *Черенкова — Вавилова излучение*). Излучение Черенкова испускается только частицами, двигающимися со скоростью $v>c/n$ в среде с коэффициентом преломления n. Излучение происходит под углом $\theta=\arccos(1/\beta n)$ к направлению движения частицы ($\beta=v/c$ — скорость частицы, выраженная в единицах скорости света в вакууме), а интенсивность излучения пропорциональна $\sin^2\theta$. Осн. элементы Ч. с.: радиатор, оптич. система, фокусирующая свет, и один или неск. *фотоэлектронных умножителей* (ФЭУ), преобразующих световой сигнал в электрический.

Одно из осн. назначений Ч. с. — разделение релятивистских частиц с разл. скоростями. Пусть имеется пучок, содержащий *пи-мезоны* π^+ и протоны с равными импульсами. Скорости этих частиц различны: $\beta_\pi>\beta_p$. Если поместить в пучок Ч. с. с таким радиатором, что $\beta_\pi>1/n>\beta_p$, то пионы будут испускать черенковское излучение, а протоны не будут. Счётчик будет регистрировать только π^+. Если включить Ч. с. в схему совпадений или антисовпадений (см. *Совпадений метод*) с неск. сцинтилляционными счётчиками, к-рые не реагируют на скорость частиц, то можно получить систему, к-рая может считать либо только π^+, либо только протоны.

Задачу разделения частиц с разными скоростями можно решить и воспользовавшись зависимостью угла испускания черенковского излучения θ от скорости частицы. Если n радиатора выбран так, что $\beta_\pi>\beta_p>1/n$, то и π^+ и протоны дают черенковское излучение, однако углы испускания света этими двумя частицами различны:

$$\theta_\pi=\arccos(1/\beta_\pi n)>\theta_p=\arccos(1/\beta_p n).$$

С помощью оптич. системы можно регистрировать излучение в том или ином угл. диапазоне и разделять между собой частицы с разными массами.

Существуют 2 типа Ч. с. — пороговые, регистрирующие все частицы со скоростью $\beta>\beta_{пор}=1/n$, и дифференциальные, регистрирующие излучение в узком угл. интервале, соответствующем определ. интервалу скоростей частиц, выделяемых этим счётчиком:

$$1/n<\beta_{мин}\leqslant\beta\leqslant\beta_{макс}.$$

Осн. назначение оптики пороговых Ч. с. — собрать весь черенковский свет, испущенный частицей, на фотокатод умножителя (рис. 1).

Для фокусировки света в дифференциальных Ч. с. пучок заряж. частиц пропускается параллельно гл. оси оптич. системы (рис. 2). Если частицы излучают черенковские фотоны под углом θ, то излучение любой частицы пучка собирается в кольцо, расположенное в фокальной плоскости системы. Центр кольца лежит на гл. оптич. оси, а его радиус $R=f\operatorname{tg}\theta$, где f — фокусное расстояние линзы. Если в фокальной плоскости оптич. системы поместить тонкую кольцевую диафрагму, то такая система будет пропускать только свет, испущенный в области углов $\theta\div(\theta+\Delta\theta)$ частицами, летящими параллельно гл. оптич. оси. Свет, испущенный под др. углами (частицами с др. скоростями) или частицами, идущими под углом к гл. оси, не пройдёт через диафрагму и не попадёт на фотокатод умножителя.



Рис. 1. Схема газового порогового черенковского счётчика; черенковское излучение собирается на катод ФЭУ с помощью плоского зеркала и кварцевой линзы.

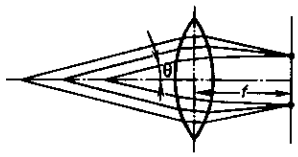


Рис. 2. Оптическая система дифференциальных черенковских счётчиков.

С помощью пороговых и дифференциальных счётчиков с жидкими и твёрдыми радиаторами можно разделять между собой частицы со скоростями до $\beta=0{,}95$—$0{,}96$ (пионы с импульсом до 0,5 ГэВ/с, мюоны до 0,350 ГэВ/с, каоны до 1,6 ГэВ/с, протоны до 3,0 ГэВ/с). Для разделения частиц с большими скоростями пользуются газовыми Ч. с., в к-рых коэф. преломления можно плавно менять, изменяя давление газа.

Меняя давление, можно настраивать Ч. с. на регистрацию тех или др. частиц, входящих в состав пучка. По результатам подобных измерений в пучке частиц с импульсом 16 ГэВ/с можно хорошо разделять π^+, K^+ и протоны (рис. 3).

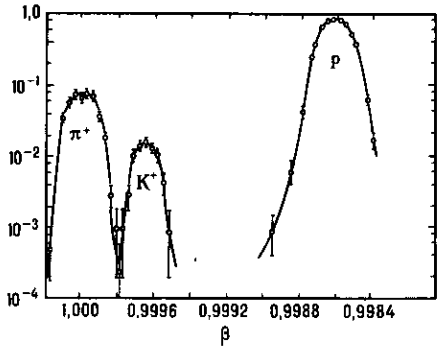


Рис. 3. Исследование состава пучка частиц с импульсом 16 ГэВ/с с помощью дифференциального газового черенковского счётчика.

Чувствительность. Число фотонов N_Φ, испускаемых частицей с зарядом Z на 1 см пути в радиаторе в единичном интервале энергий фотонов, определяется соотношением:

$$d^2N_\Phi/d\mathscr{E}_\Phi dx\simeq 370\ Z^2\sin^2\theta\ \text{эВ}^{-1}\cdot\text{см}^{-1},$$

где $\mathscr{E}_\Phi$ — энергия фотона. При $Z=1$ это соответствует $dN_e/dx\cong 25\sin^2\theta$ фотоэлектронам, образующимся на фотокатоде ФЭУ при условии полного светосбора. Для того чтобы Ч. с. мог регистрировать заряж. частицы со 100%-ной эффективностью, необходимо, чтобы на фотокатоде образовалось 3—10 фотоэлектронов. Для осуществления этого требования размеры радиатора Ч. с. должны варьироваться от неск. см (жидкие и твёрдые радиаторы) до неск. м (газовые).

Разрешающая способность. Осн. характеристика Ч. с. — его разрешение по скорости $\Delta\beta/\beta$, т. е. относит. интервал скоростей, к к-рым чувствителен счётчик. Разрешение по скорости обусловлено интервалом углов черенковского излучения $\Delta\theta$, выделяемых оптич. системой. Чем уже этот

угл. интервал, тем лучше разрешение по скорости. Предельное разрешение счётчика по скорости обусловлено неск. явлениями, ограничивающими допустимое сужение угл. интервала $\Delta\theta$: 1) дисперсией света в среде, т. е. зависимостью коэф. преломления среды от частоты излучения; дисперсия приводит к конечной ширине угл. интервала черенковского излучения в области спектральной чувствительности; 2) многократным рассеянием и замедлением частиц в радиаторе; 3) угл. расхождением частиц в пучке, приводящим к смещению кольца, в к-рое собирается черенковское излучение, в фокальной плоскости оптич. системы. Для получения хорошего разрешения пучок частиц должен обладать высокой степенью параллельности (до сотых долей градуса). Газовые Ч. с. с разрешением $\Delta\beta/\beta = 10^{-4}$ могут разделять π^+, K^+ и протоны до импульсов 20—25 ГэВ/с. Дальнейшее улучшение разрешающей способности требует корректировки оптической системы на дисперсию света в газах. Счётчики с разрешением $\Delta\beta/\beta = 10^{-5}$ позволяют разделять π^+, K^+ и протоны с импульсами до 50—100 ГэВ/с.

Газовые пороговые счётчики, как правило, не обладают таким высоким разрешением по скорости, как дифференциальные. Однако, пользуясь пороговыми Ч. с. с малым давлением (высоким порогом) и большой длиной (~ 10 м), чтобы обеспечить достаточное число квантов черенковского излучения, можно разделять между собой π^+, K^+ и протоны вплоть до 20 ГэВ/с, а мюоны, пионы и электроны — до 10 ГэВ/с и более.

Регистрация вторичных частиц. Для идентификации вторичных частиц, образующихся при взаимодействии первичных частиц с мишенью, или при взаимодействии *встречных пучков*, имеющих широкое угл. распределение, используются многоканальные (годоскопические) газовые Ч. с. или Ч. с. с регистрацией изображения кольца излучения. Фотоны регистрируются на нек-ром расстоянии от короткого радиатора не ФЭУ, а плоской многопроволочной *пропорциональной камерой*, наполненной газовой смесью, имеющей высокую эффективность регистрации фотонов черенковского излучения. Точки пересечения траектории фотонов с плоскостью пропорциональной камеры образуют окружность, радиус к-рой определяется скоростью частицы.

Ч. с. с жидким радиатором могут применяться в качестве пороговых детекторов, причём изменение порога осуществляется выбором жидкости с нужным n. Такими жидкостями являются терпентин ($n = 1{,}475$), этиленгликоль ($n = 1{,}427$), вода ($n = 1{,}333$). Др. направлением исследований, где используются Ч. с. с жидким радиатором, являются эксперименты, в к-рых необходим радиатор большого объёма. Это регистрация *нейтрино* от ускорителей, поиск распада *протона*, изучение космич. нейтрино высоких энергий. В этих случаях в качестве радиатора используются большие объёмы воды. Так, напр., для регистрации нейтрино на расстоянии 570 км от ускорителя лаборатории имени Ферми (США) в соляной шахте близ Кливленда был построен Ч. с. с водяным радиатором объёмом 6842 м^3. Вспышки излучения регистрировались 2048 ФЭУ.

Для регистрации космич. нейтрино очень высоких энергий проводятся глубоководные эксперименты, в к-рых в качестве радиатора используется морская или пресная вода естеств. водоёмов. В 1993—94 вошёл в строй т. н. детектор «Байкал». На расстоянии 4,5 км от берега в озеро Байкал на глубину 1,3 км опускаются тросы, на к-рых укреплены контейнеры с ФЭУ. Контейнеры имеют окна, через к-рые фотоны попадают на фотокатоды ФЭУ. Сигналы с ФЭУ передаются на поверхность озера по кабелю и регистрируются аппаратурой, расположенной на берегу.

Ч. с. полного поглощения предназначены для идентификации и измерения энергии электронов и γ-квантов. Радиатор таких Ч. с. изготовлен из тяжёлого прозрачного материала. Электрон или γ-квант, взаимодействуя с веществом радиатора, образует *электронно-фотонный ливень*, в процессе развития к-рого число вторичных электронов и фотонов сначала растёт, а энергия их уменьшается; затем, начиная с нек-рой глубины поглотителя, число частиц в ливне падает. Если радиатор имеет достаточно большую толщину, то практически вся энергия первичного электрона или γ-кванта в нём поглотится. Суммарный пробег электронов в ливне пропорционален энергии первичной частицы и, следовательно, пропорционален числу фотонов, испущенных всеми частицами ливня. Т. о., амплитуда импульса на выходе ФЭУ в Ч. с. полного поглощения несёт информацию об энергии первичного электрона или γ-кванта.

Размеры радиатора, обеспечивающие полное поглощение энергии электрона, слабо зависят от его энергии. Так, при энергиях 100 МэВ — 1 ГэВ необходимая толщина радиатора составляет $10x_0$ (x_0 — *радиационная единица длины* материала радиатора). При энергиях до 100 ГэВ соответствующая толщина равна $20x_0$. Поперечные размеры ливня от энергии не зависят. Для оценок поперечных размеров радиатора используется т. н. мольеровский радиус $R_M = 21$ МэВ $x_0/\mathscr{E}_c$, где $\mathscr{E}_c$ — предельная энергия; 99% энергии ливня поглощается в цилиндре радиусом $3R_M$. Наиб. распространённый материал для радиаторов Ч. с. полного поглощения — свинцовое стекло (тяжёлый флинт), содержащее ок. 50% окиси свинца. Плотн. его 3,6 г/см^3, радиац. длина 2,5 см. Обычно Ч. с. этого типа на ср. энергии (до 1 ГэВ) имеет радиатор толщиной 30 см и обладает энергетич. разрешением σ, определяемым соотношением $\sigma/\mathscr{E} \propto 1/\sqrt{\mathscr{E}}$, где $\mathscr{E}$ — энергия частицы в ГэВ.

Ч. с. полного поглощения используется в эл.-магн. калориметрах, предназначенных для идентификации электронов и фотонов, измерения их энергии и координат точки входа в калориметр (см. *Ионизационный калориметр*).

Идентификация электронов и фотонов основана на их специфич. взаимодействии с радиатором, сопровождающемся образованием ливня и быстрым поглощением энергии. Более тяжёлые частицы (мезоны, нуклоны и др.), взаимодействуя с радиатором, не образуют ливня и теряют лишь часть своей энергии на ионизац. потери и ядерные взаимодействия. Благодаря этому величина импульса на выходе Ч. с. при регистрации тяжёлых частиц значительно меньше, чем при регистрации электронов или γ-квантов.

Для измерения координат точки попадания электрона в детектор эл.-магн. калориметр изготавливают секционированным, состоящим из большого числа Ч. с. полного поглощения (годоскопич. структура). Радиатор каждого Ч. с. обычно имеет форму прямоуг. призмы, длина к-рой отвечает условию полного поглощения для определ. интервала энергии, а поперечные размеры равны $(1 \div 2)R_M$. При этом регистрация электрона в калориметре сопровождается срабатыванием неск. Ч. с., т. к. поперечные размеры ливня превышают размер отд. радиатора и часть энергии поглощается в соседних Ч. с. Координата точки попадания частицы в детектор определяется из соотношения амплитуд импульсов в соседних элементах калориметра. Энергия первичной частицы определяется суммой амплитуд импульсов. Примером калориметра из Ч. с. полного поглощения является спектрометр AMC-2000 в ФВЭ (Серпухов). Спектрометр состоит из 1536 Ч. с. с радиаторами из свинцового стекла размерами $38 \times 38 \times 450$ мм^3. Энергетич. разрешение при энергии 25 ГэВ равно $\pm 2\%$, точность измерения координат при той же энергии составляет $\pm 1{,}3$ мм.

В качестве материалов для радиаторов Ч. с. полного поглощения применяются также тяжёлые монокристаллы (TlCl, $PbCl_2$ и др.), у к-рых радиац. длина 1 см. Применение таких кристаллов позволяет создать компактные детекторы с хорошим энергетич. и пространственным разрешением (см. *Координатные детекторы*).

Лит.: Джелли Дж., Черенковское излучение и его применения, пер. с англ., М., 1960; Линденбаум С., Юан Л., Черенковские счетчики, в кн.: Принципы и методы регистрации элементарных частиц, пер. с англ., М., 1963; Зрелов В. П., Излучение Вавилова — Черенкова и его применение в физике высоких энергий, т. 1—2, М., 1968; Черенковские детекторы и их применение в науке и технике. Сб., М., 1990.

А. С. Белоусов.

ЧЕРЕНКО́ВСКОЕ ИЗЛУЧЕ́НИЕ — см. *Черенкова — Вавилова излучение.*

ЧЁРНОЕ ТЕ́ЛО — то же, что *абсолютно чёрное тело*.

ЧЁРНЫЕ ДЫ́РЫ.

1. Введение

Ч. д. — области пространства-времени, обладающие *горизонтом событий*, т. е. области с настолько сильным гравитац. полем, что даже свет не может их покинуть. Термин «Ч. д.» введён в 1968 Дж. Уилером (J. A. Wheeler).

Первое качественное предсказание возможности существования Ч. д. было дано Дж. Мичеллом (J. Mitchell) в 1783. Он утверждал, что если сжать Солнце до размеров ≈ 6 км в диаметре, то свет не сможет его покинуть. В 1799 П. С. Лаплас (P. S. Laplace) опубликовал работу, в к-рой была дана количеств. теория, основанная на законе Ньютона.

Результат Мичелла и Лапласа исключительно прост, и нет ничего удивительного, что Ч. д., к-рая является существенно релятивистским объектом, была предсказана задолго до создания общей теории относительности (ОТО). Полная энергия пробного тела с массой m в гравитац. поле тела массой M определяется как сумма его кинетич. и потенц. энергий:

$$\mathscr{E} = \frac{1}{2} m v^2(r) - \frac{GMm}{r} = \begin{cases} \dfrac{-GMm}{r_{\max}}, & \text{если } \mathscr{E} < 0 \\ \dfrac{1}{2} m v^2(\infty), & \text{если } \mathscr{E} \geqslant 0, \end{cases}$$

где G — гравитац. постоянная Ньютона. В первом случае пробное тело движется по орбите вокруг гравитирующей массы M. Во втором случае скорость пробного тела $v(r)$ удовлетворяет условию

$$v(r) \geqslant \left(\frac{2GM}{r}\right)^{1/2} \equiv v_0(r),$$

где $v_0(r)$ фактически представляет то, что мы теперь называем второй космич. скоростью. Если для нек-рого радиуса r скорость v_0 достигает скорости света c, то никакая частица, включая фотон, не может покинуть объект радиусом

$$r_g = \frac{2GM}{c^2} \approx 2{,}95 \left(\frac{M}{M_\odot}\right) \text{км}, \qquad (1)$$

называемым гравитац. радиусом ($M_\odot$ — масса Солнца).

В 1939 существование Ч. д. было предсказано Р. Оппенгеймером (J. R. Oppenheimer) и Г. Снайдером (H. Snyder) в рамках ОТО. Они показали, что Ч. д. образуется в процессе неограниченного гравитац. сжатия вещества в таких ситуациях, когда противодействие внутр. давления сжатию оказывается недостаточным. Согласно совр. представлениям, Ч. д. возникают либо из нач. возмущений распределения плотности вещества на ранних стадиях эволюции Вселенной, если она в то время была сильно неоднородной (идея первичных Ч. д. была высказана Я. Б. Зельдовичем и И. Д. Новиковым в 1966), либо являются конечным продуктом эволюции достаточно массивных (больше неск. $M_\odot$) звёзд и звёздных скоплений (сверхмассивные Ч. д. массой $\sim 10^6 - 10^9\ M_\odot$).

Интенсивное изучение Ч. д. началось после открытия квазаров в 1963. Их светимости характеризуются величинами порядка $10^{45} - 10^{47}$ эрг/с. Как показали расчёты, столь мощное энерговыделение могут обеспечить сверхмассивные Ч. д. Круг явлений, непосредств. участниками к-рых могут быть Ч. д., достаточно широк. Кроме процессов, обеспечивающих активность квазаров и ядер галактик, к ним относятся космич. источники рентг. и гамма-излучения, гравитац. линзы, а также возможные космич. источники гравитац. излучения.

Поиск Ч. д. является одной из гл. задач астрономии последних десятилетий. Окончат. подтверждение открытия первой Ч. д. в созвездии Лебедя является, по-видимому, делом ближайшего будущего. Скрупулёзное сравнение моделей с результатами наблюдений продолжается, ибо открытие Ч. д. — это эпохальное событие не только для астрономии и физики, но и для естествознания вообще.

Непосредственно наблюдать Ч. д. практически невозможно. Ч. д. можно обнаружить лишь по косвенным проявлениям, связанным с влиянием их сильного гравитац. поля на движение окружающего вещества и распространение излучения. Считается весьма вероятным, что космич. Ч. д. могут обладать собств. вращением. Вращающаяся Ч. д. может естественно образоваться при *гравитационном коллапсе* вращающейся одиночной звезды или звезды в двойной системе. Наличие угл. момента у Ч. д. требуется прежде всего для моделей квазаров, имеющих «радиоуши» — генетически связанные с квазарами радиоисточники, расположенные на расстояниях от 100 кпк до неск. Мпк от центр. источника, снабжающего их энергией. Наличие оси вращения у Ч. д. может обеспечить запоминание выделенного направления в течение всего времени жизни радиоисточника. Кроме того, вращение Ч. д. во внеш. эл.-магн. поле сопровождается эффектами, аналогичными *униполярной индукции*. Вращающаяся Ч. д. массой M и с угл. моментом I во внеш. магн. поле H при наличии пост. притока электрич. заряда работает как электрич. батарея мощностью

$$W \approx 10^{40} \left(\frac{M}{10^6 M_\odot}\right)^2 \left(\frac{I}{I_{\max}}\right)^2 \left(\frac{H}{10^4}\right)^2 \text{эрг} \cdot \text{с}^{-1}.$$

Следует отметить, что круг физ. явлений с участием Ч. д., по-видимому, не ограничивается явлениями космич. масштаба. В сер. 60-х гг. М. А. Марковым и С. Хокингом (S. Hawking) были высказаны идеи о возможности фундам. связи физики Ч. д. с физикой элементарных частиц. Исследования последних лет обнаружили существование тесной связи между Ч. д. и самогравитирующими частицеподобными структурами с неабелевыми полями. Интенсивно исследуется проблема устойчивости таких структур.

2. Геометрия чёрных дыр

Хотя Ч. д. заслуженно считается одним из наиб. экзотических объектов, населяющих космос, по своим внеш. проявлениям этот объект достаточно прост, поскольку его гравитац. поле в общем случае полностью определяется всего тремя величинами: массой M, угл. моментом I и комбинацией электрич. и магн. зарядов $Q^2 + P^2$. Это свойство Ч. д. следует из того, что в процессе коллапса излучаются все физ. поля, кроме статического электрического и/или магнитного (если коллапсировавшее тело обладало электрич. и/или магн. зарядом).

Согласно ОТО, пробные тела в гравитац. поле движутся по *геодезическим линиям* геометрии пространства-времени, создаваемой распределением и движением материи в соответствии с ур-ниями Эйнштейна:

$$G_{\alpha\beta} = \frac{8\pi G}{c^4} T_{\alpha\beta}, \qquad (2)$$

где $T_{\alpha\beta}$ — тензор энергии-импульса материи, $G_{\alpha\beta}$ — тензор Эйнштейна. Геометрия характеризуется метрич. тензором $g_{\alpha\beta}$, определяющим метрику как инвариантный 4-интервал

$$ds^2 = g_{\alpha\beta} dx^\alpha dx^\beta (\alpha, \beta = 0, 1, 2, 3).$$

Геометрия сферически-симметричной невращающейся и незаряж. Ч. д. описывается метрикой Шварцшильда (см. также *Шварцшильда пространство-время*):

$$ds^2 = \left(1 - \frac{r_g}{r}\right) c^2 dt^2 - \frac{dr^2}{\left(1 - \frac{r_g}{r}\right)} - r^2 (d\theta^2 + \sin^2\theta d\varphi^2), \qquad (3)$$

где r_g определяется ф-лой (1). Эта метрика описывает гравитац. поле Ч. д. в координатах удалённого наблюдателя. По его часам время Δt распространения сигнала,

излучённого в ходе коллапса в точке r и достигшего точки r_0, определяется как

$$c\Delta t = r_0 - r + r_g \ln\frac{r_0 - r_g}{r - r_g}$$

и стремится к бесконечности при $r \to r_g$. Поэтому с точки зрения удалённого наблюдателя процесс достижения коллапсирующим телом гравитац. радиуса r_g длится бесконечное время, а по часам сопутствующего наблюдателя коллапс происходит за считанные мгновения:

$$\Delta\tau = \int_{r_g}^{0}\frac{ds}{c} \sim \frac{r_g}{c} \sim 10^{-4}\left(\frac{M}{10M_\odot}\right)\text{с}.$$

В сильном гравитац. поле Ч. д., с учётом эффекта Доплера, частота излучения $\omega_{исп}$, испущенного коллапсирующим телом, испытывает *красное смещение* так, что удалённый наблюдатель регистрирует частоту

$$\omega_{набл} \sim \omega_{исп}\left(1 - \frac{r_g}{r}\right).$$

В результате $\omega_{набл}$ (а следовательно, энергия) излучения, принимаемого удалённым наблюдателем, стремится к нулю при $r \to r_g$.

Гравитац. поле характеризуется геодезич. линиями геометрии пространства-времени. Времениподобные геодезические ($ds^2 > 0$) являются траекториями свободного движения пробных тел, а нулевые геодезические ($ds^2 = 0$) — траекториями свободного движения фотонов, т. е. линиями распространения излучения, пока его длина волны намного меньше характерного масштаба изменения поля. В случае Ч. д. таким масштабом является радиус горизонта событий.

Замкнутые геодезические геометрии Шварцшильда представляют собой орбиты вокруг невращающейся Ч. д. Устойчивые круговые орбиты существуют только для $r \geqslant 3r_g$. На предельной стабильной орбите $r = 3r_g$ энергия связи $\Delta\mathscr{E}$ частицы массой m равна $\Delta\mathscr{E} = 0{,}06mc^2$. Энергия связи орбиты характеризует величину энергии, к-рую должно излучить в виде гравитац. волн пробное тело, чтобы попасть на эту орбиту. Гл. особенностью рассеяния частиц на Ч. д. является возможность гравитац. захвата. Все инфинитные, начинающиеся вдали от Ч. д., орбиты делятся на орбиты захвата и орбиты ухода, в зависимости от значения прицельного параметра $\rho = cL/\mathscr{E}$, где L — сохраняющийся момент импульса.

Для нерелятивистских ($v_\infty \ll c$) частиц, падающих на Ч. д. с прицельным параметром ρ, слегка превышающим критич. значение $\rho_{кр} = 4c/v_\infty$ (в единицах $r_g/2$), существует возможность ухода после совершения нек-рого (возможно, большого) числа оборотов вокруг Ч. д. Мин. значение расстояния ближайшего подхода к Ч. д. $d = 2r_g$ является одновременно радиусом предельной нестабильной круговой орбиты и мин. периастром орбит ухода (рис. 1). Для частиц с прицельными параметрами $\rho \leqslant \rho_{кр}$ гравитац. захват неизбежен. Сечение захвата $\sigma = 16\pi(c/v_\infty)^2$.

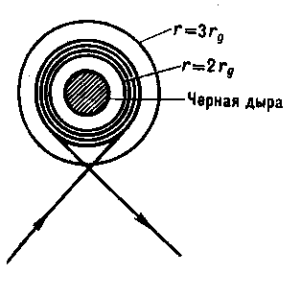


Рис. 1.

Для фотонов можно построить в каждой точке конус захвата с углом полураствора ψ, определяемым ур-нием

$$\operatorname{tg}\psi = \frac{\sqrt{r/r_g - 1}}{\left(\frac{r}{1{,}5r_g} - 1\right)\sqrt{\frac{r}{3r_g} + 1}}.$$

Все фотоны, проходящие внутри этого конуса, неизбежно захватываются дырой (рис. 2). На больших расстояниях конус раскрыт внутрь и угол полураствора равен углу, под к-рым виден диск радиуса $(3\sqrt{3}/2)r_g$. Фотоны с прицельными параметрами

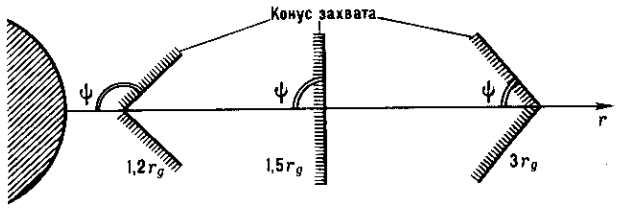


Рис. 2.

на бесконечности $\rho \leqslant (3\sqrt{3}/2)r_g$ гравитационно захватываются дырой, и сечение захвата $\sigma = (27/4)\pi r_g^2$. При $r = 1{,}5r_g$ конус полностью раскрыт. Здесь существует нестабильная круговая орбита, по к-рой может двигаться фотон, удерживаемый гравитац. полем Ч. д. При меньших r конус раскрыт наружу. При $r \to r_g$ угол полураствора $\psi \to \pi$, и при $r = r_g$ захватываются все фотоны. Фотоны, стремящиеся уйти от Ч. д. вдоль радиальных ($\rho = 0$) геодезических, направленных наружу, не падают внутрь Ч. д., но и не могут её покинуть. Они вечно «живут» на горизонте событий, к-рый т. о. является не формально математической поверхностью, а физ. поверхностью, образуемой радиально уходящими фотонами.

Гл. особенность геометрии пространства-времени вращающегося тела была установлена в 1918 Й. Лензе (I. Lense) и Х. Тиррингом (H. Thirring). Они показали, что гравитац. поле вне массивного вращающегося тела вовлекает пробные тела во вращение относительно далёкой инерциальной системы отсчёта, связанной с неподвижными звёздами. При этом увлечение не обязано происходить в направлении вращения. В частности, смещение перигелия Меркурия $\Delta\Omega = 42{,}''9$ за сто лет — классич. эффект ОТО — должно за счёт вращения Солнца уменьшаться на величину $\Delta\Omega_{вр} \approx 4 \times 10^{-4}\Delta\Omega$.

Эффект увлечения инерциальных систем гравитац. полем вращающегося тела принимает разнообразные формы. Поскольку в ОТО гравитац. потенциал не является скаляром, компоненты гравитац. поля, аналогичные магн. полю заряженного вращающегося тела, приводят к расщеплению спектральных линий аналогичному эффекту Зеемана. Гравитац. эффект Зеемана, предсказанный Я. Б. Зельдовичем, является универсальным, т. е. расщепление не зависит от конкретных свойств излучающей системы. Линия, испущенная с частотой ω вблизи полюса вращающегося с угл. скоростью Ω тела, расщепляется на две компоненты с частотами $\omega \pm \Omega$ и с противоположной круговой поляризацией, т. е. фотоны с левой и правой круговой поляризацией испытывают разное красное смещение. В гравитац. поле быстро вращающейся Ч. д. частоты Ω и ω могут быть сравнимы по величине, и эффект приобретает практическое астрофиз. значение.

Геометрия пространства-времени вращающейся Ч. д. описывается решением Керра. В координатах Бойера — Линдквиста, совпадающих на бесконечности с обычными сферич. координатами в плоском пространстве, и в геом. системе единиц ($c = G = 1$) метрика *Керра пространства-времени* имеет вид

$$ds^2 = \left(1 - \frac{2Mr}{\Sigma}\right)dt^2 + \frac{4M^2 ar\sin^2\theta}{\Sigma}dtd\theta - \frac{\Sigma}{\Delta}dr^2 - \Sigma d\theta^2 -$$

$$-\left(r^2 + a^2M^2 + \frac{2M^3a^2r\sin^2\theta}{\Sigma}\right)\sin^2\theta \cdot d\varphi^2,$$

$$\Sigma = r^2 + a^2M^2\cos^2\theta,\ \Delta = r^2 - 2Mr + a^2M^2,$$

где a — удельный безразмерный угл. момент Ч. д., связанный с полным угл. моментом J соотношением $J = aM^2$.

В метрике Керра существуют две физически выделенные поверхности: поверхность S_m, на к-рой обращается в нуль метрический коэф. g_{00}, описывается ур-нием

$$r = r_m = M\left(1 + \sqrt{1 - a^2\cos^2\theta}\right),$$

и поверхность S_+, заключённая внутри S_m, определяемая условием $g_{11}\to\infty$ ($\Delta=0$). Последняя описывается ур-нием

$$r=r_+=M\left(1+\sqrt{1-a^2}\right)$$

и представляет собой горизонт событий вращающейся Ч. д. Поверхность S_m является пределом статичности. За этой поверхностью ур-ние $d\varphi/dt=0$ не имеет корней вдоль геодезических и, следовательно, никакое пробное тело внутри S_m не может иметь $\varphi=\text{const}$. Все стационарные ($r=\text{const}$, $\theta=\text{const}$) наблюдатели обязаны вращаться относительно далёкой инерциальной системы отсчёта с положительной угл. скоростью, стремящейся при $r\to r_+$ к величине угл. скорости увлечения на горизонте

$$\Omega_+=\frac{aM}{r_+^2+a^2M^2},$$

называемой угл. скоростью вращения Ч. д. Угл. момент и угл. скорость Ч. д. ограничены сверху требованием, чтобы линейная скорость вращения не превышала скорость света. Для экстремально вращающейся Ч. д. $a=1$ и $\Omega_+=(2M)^{-1}$.

Эффект увлечения инерциальных систем проявляется в асимметрии геодезич. линий, зависящей от взаимной ориентации направления движения частицы и оси вращения. В метрике Керра при движении вдоль геодезических сохраняются энергия частицы $\mathscr{E}$ и проекция её момента импульса L_z на ось вращения.

Траектории падения на вращающуюся Ч. д. вблизи дыры с необходимостью закручиваются в направлении её вращения. Радиальное на бесконечности падение ($L_z=0$) превращается в падение вдоль спирали, навивающейся на коническую поверхность $\theta=\theta_\infty=\text{const}$. При падении на вращающуюся Ч. д. облака слабо взаимодействующих между собой частиц их траектории стремятся собраться на конических поверхностях $\theta_{1,2}=\pm\arcsin\left[L_z^2/a^2(\mathscr{E}^2-1)\right]^{1/4}$ и закрутиться в направлении вращения Ч. д. (здесь и далее $\mathscr{E}\to\mathscr{E}/m$, $L_z\to L_z/mM$).

Знаменитый эффект отклонения лучей в поле массивного тела, предсказанный Эйнштейном, в случае вращающегося тела зависит от ориентации луча относительно оси. Отклонение лучей в экваториальной плоскости описывается ф-лой

$$\Delta\varphi=\frac{4}{d}+\frac{15\pi-16}{4d^2}-\frac{4a}{d^2}\frac{\rho}{|\rho|},\quad (d\gg r_+),$$

где $\rho=L_z/\mathscr{E}$ — прицельный параметр, d — расстояние ближайшего подхода, выраженные в единицах GM/c^2. Поправка, зависящая от вращения, имеет разные знаки для фотонов, движущихся по и против вращения, причём фотоны, движущиеся против вращения, отклоняются сильнее. Фотоны, ориентированные по вращению, вовлекаются во вращение и отклоняются слабее. В случае произвольного угла между осью и плоскостью орбиты полное отклонение луча определяется выражением

$$\delta\varphi=\frac{4}{d}+\frac{15\pi-16}{4d^2}-\frac{4\boldsymbol{a}\cdot\boldsymbol{e}}{d^2},$$

где $\boldsymbol{e}$ — единичный вектор, перпендикулярный плоскости орбиты. В сильном поле вращающейся Ч. д. зависимость отклонения лучей от ориентации орбитального момента относительно оси приводит к тому, что фотоны, ориентированные по вращению, могут подходить к Ч. д. гораздо ближе, чем фотоны, ориентированные против вращения. В результате сечение гравитац. захвата фотонов становится асимметрич. и зависящим от угла падения θ_0.

Для частиц, падающих на Ч. д. в экваториальной плоскости, критич. значения прицельного параметра ρ, соответствующие разным знакам L_z, равны

$$\rho_{\text{кр}}^+=\frac{2c}{v_\infty}\left(1-\sqrt{1-a}\right),\ \rho_{\text{кр}}^-=-\frac{2c}{v_\infty}\left(1+\sqrt{1-a}\right).$$

Мин. значение расстояния ближайшего подхода

$$r_0=2\mp a+2\sqrt{1\mp a}$$

является одновременно радиусом предельной нестабильной круговой экваториальной орбиты и мин. периастром орбит ухода. Частицы с прицельными параметрами $\rho>\rho_{\text{кр}}$ огибают Ч. д. и уходят на бесконечность по параболич. орбитам с периастром

$$r_p=\frac{\rho^2}{4}\left\{1+\left[1-\frac{16(\rho-a)^2}{\rho^4}\right]^{1/2}\right\}.$$

В отличие от фотонов, гравитац. захват частиц является более эффективным при падении параллельно оси.

Характеристики рассеяния частиц и фотонов экстремально вращающейся ($a=1$) Ч. д. приведены в табл. 1. Рассеяние на вращающемся центре характеризуется двумя прицельными параметрами:

$$\rho_\perp=\frac{1}{v_\infty}r^2\sin^2\theta_0\left(\frac{d\varphi}{dt}\right)_\infty=\frac{L_z}{\mathscr{E}v_\infty\sin\theta_0}$$

$$\rho_\parallel=\frac{1}{v_\infty}r^2\left(\frac{d\theta}{dt}\right)_\infty,$$

к-рые могут быть как положительными, так и отрицательными. Величины, приведённые в табл. 1, выражены в единицах GM/c^2 [сечение захвата в единицах $(GM/c^2)^2$].

Табл. 1.

Угол падения	Прицельные параметры захвата	Расстояние ближайшего подхода	Сечение гравитационного захвата
	ЧАСТИЦЫ		
$\sin^2\theta_0\ll 1$	$3{,}85c/v_\infty$	3,37	$14{,}8\pi\left(\frac{c}{v_\infty}\right)^2$
90°	$\lvert\rho_\parallel\rvert\leqslant 3{,}85c/v_\infty$; $-4{,}8\frac{c}{v_\infty}\leqslant\rho_\perp\leqslant 2\frac{c}{v_\infty}$	$1\leqslant d\leqslant 5{,}83$	$14{,}2\pi\left(\frac{c}{v_\infty}\right)^2$
Изотропный поток			$14{,}4\pi\left(\frac{c}{v_\infty}\right)^2$
	ФОТОНЫ		
0°	$2(1+\sqrt{2})$	$1+\sqrt{2}$	$23{,}31\pi$
30°	$\lvert\rho_\parallel\rvert\leqslant 4{,}94$; $-6\leqslant\rho_\perp\leqslant 3{,}5$	$1{,}5\leqslant d\leqslant 3{,}23$	$23{,}56\pi$
45°	$\lvert\rho_\parallel\rvert\leqslant 5{,}04$; $-6{,}4\leqslant\rho_\perp\leqslant 2{,}8$	$1{,}06\leqslant d\leqslant 3{,}55$	$23{,}66\pi$
60°	$\lvert\rho_\parallel\rvert\leqslant 5{,}12$; $-6{,}73\leqslant\rho_\perp\leqslant 2{,}31$	$1\leqslant d\leqslant 3{,}80$	$23{,}80\pi$
90°	$\lvert\rho_\parallel\rvert\leqslant 3\sqrt{3}$; $-7\leqslant\rho_\perp\leqslant 2$	$1\leqslant d\leqslant 4$	$24{,}27\pi$
Изотропный поток			$23{,}90\pi$

Область гравитац. захвата нерелятивистских частиц расположена далеко от Ч. д. ($\rho\sim c/v_\infty$). В этой области «кориолисово» ускорение при падении параллельно оси

$$\boldsymbol{w}_\parallel=\frac{4M^2a}{r^3}\frac{\rho_\parallel^2v_\infty^2}{r^2}\boldsymbol{e}^\varphi$$

и соответствует закручиванию траекторий в направлении вращения Ч. д. При падении в плоскости экватора

$$w_\perp=\frac{2M^2av_\infty}{r^3}\left(\frac{\rho_+}{r}e^r+e^\varphi\right)$$

и соответствует наличию эфф. отталкивания частицы, движущейся в направлении вращения. Поэтому частицы легче захватываются дырой при падении параллельно оси.

Область захвата фотонов расположена гораздо ближе к Ч. д., в области сильного поля. Угл. скорость, приобретаемая пробным телом, падающим параллельно оси, не зависит от скорости и равна

$$\left(\frac{d\varphi}{dt}\right)_\parallel=\frac{2ar}{(r^2+a^2)^2},$$

тогда как при падении в плоскости экватора

$$\left(\frac{d\varphi}{dt}\right)_\perp=\frac{\rho_\perp v_\infty(r-r_\varphi)}{r(r^2+a^2)-2a(\rho_\perp v_\infty-a)},$$

где $r_\varphi=2(1-a/\rho_\perp v_\infty)$ — точка поворота по углу φ. Поскольку фотоны в экваториальной плоскости испытывают более сильное закручивающее действие со стороны Ч. д., они легче захватываются при падении перпендикулярно оси.

Связанные состояния в поле вращающейся Ч. д. делятся на прямые (ориентированные по вращению) и обратные (ориентированные против вращения) орбиты. В общем случае орбита наз. прямой, если смещение азимута $\Delta\varphi$ за время одного оборота по широте положительно. На больших расстояниях от центра энергии связи прямых и обратных орбит $W=1-\mathscr{E}$ почти равны. По мере приближения к центру усиливается спин-орбитальное (спин Ч. д.) взаимодействие, к-рое увеличивает энергию связи прямых орбит и уменьшает энергию связи обратных орбит.

Стабильные сферические ($r=\text{const}$) прямые орбиты существуют вплоть до поверхности горизонта событий $r=r_+$. Однопараметрическое семейство орбит, скользящих вдоль горизонта, характеризуется для экстремальной ($a=1$) Ч. д. значениями L_z в интервале $2/\sqrt{3}\leqslant L_z\leqslant 2$. Обратные круговые орбиты в плоскости экватора становятся нестабильными, начиная с орбиты $r=9M$. Параметры предельных стабильных круговых орбит в плоскости экватора приведены в табл. 2, где они сопоставляются с параметрами соответствующих ньютоновских и шварцшильдовских орбит. Энергия связи выражена в процентах от mc^2.

Табл. 2.

	Ньютоновские орбиты	Шварцшильдовские орбиты	Керровские орбиты ($a=1$)	
L_z	0	$2\sqrt{3}$	$2/\sqrt{3}$	$-22/3\sqrt{3}$
r_0	0	6	1	9
$\mathscr{E}$	$-\infty$	$2\sqrt{2}/3$	$1/\sqrt{3}$	$5/3\sqrt{3}$
$W=1-\mathscr{E}$	$+\infty$	5,72%	42,35%	3,77%

При дальнейшем уменьшении радиуса нестабильные орбиты перестают быть связанными. Радиус предельной нестабильной связанной орбиты является мин. перицентром параболич. орбиты (в экваториальной плоскости):

$$r=r_{\min}=2\mp a+2\sqrt{1\mp a}.$$

При дальнейшем стремлении r к r_+ появляется предельная нестабильная экваториальная орбита фотона

$$r_{ph}=2\left\{1+\cos\left[\frac{2}{3}\arccos(\mp a)\right]\right\},$$

к-рая соответствует прицельному параметру

$$\rho=\pm(1/2)\sqrt{r_{ph}}(r_{ph}+3).$$

Предсказанное ОТО гравитац. запаздывание сигналов при наличии вращения меняется кардинально. Время распространения сигнала в экваториальной плоскости вращающегося тела из точки R до точки наиб. сближения d описывается выражением

$$t_\perp=\sqrt{R^2-d^2}+2\ln\frac{R+\sqrt{R^2-d^2}}{d}+\sqrt{\frac{R-d}{R+d}}+\frac{15\pi-8}{4d}-\frac{4a\rho_\perp}{d|\rho_\perp|}$$

в единицах GM/c^2 и для $d\gg r_+$. Первый член соответствует распространению сигнала в плоском пространстве. Второй и третий члены описывают гравитац. запаздывание, измеренное в экспериментах И. Шапиро (I. Shapiro), к-рый предложил в 1964 четвёртый тест ОТО: измерение гравитац. запаздывания в поле Солнца методом радиолокации внутр. планет (для Меркурия результат составил 240 мкс при точности измерений 1,5 мкс).

Член, зависящий от вращения, свидетельствует о том, что обусловленное вращением гравитац. запаздывание положительно, т. е. является запаздыванием только для сигнала, идущего против вращения. Для сигнала, идущего по вращению, обусловленное вращением гравитац. запаздывание отрицательно, т. е. является гравитац. ускорением.

Время распространения сигнала, идущего параллельно оси,

$$t_\parallel=\sqrt{R^2-d^2}+2\ln\frac{R+\sqrt{R^2-d^2}}{d}+\sqrt{\frac{R-d}{R+d}}+\frac{15\pi-8}{4d}-\frac{120-23\pi}{4d^2}-\frac{a^2}{d^2}.$$

В этом случае обусловленное вращением гравитац. запаздывание всегда отрицательно, т. е. является гравитац. ускорением.

Фотон, падающий на вращающуюся Ч. д. вдоль квазипродольной геодезической, навивающейся на конус $\theta=\theta_\infty=\text{const}$, достигает горизонта за время

$$t=\left[r+\ln(r^2-2r)+\ln\left(1+\frac{a^2}{r^2-2r}\right)+\frac{1}{\sqrt{1-a^2}}\ln\frac{r-1-\sqrt{1-a^2}}{r-1+\sqrt{1-a^2}}\right]\Bigg|_R^{r_+},$$

меньшее, чем время падения фотона в невращающуюся Ч. д., определяемое первыми двумя членами. Т. о., обусловленное вращением гравитац. запаздывание сигналов чаще оказывается гравитац. ускорением.

Зависимость гравитац. запаздывания от направления распространения сигнала приводит к эффекту относительного запаздывания лучей, фокусируемых вращающейся гравитационной линзой. Относительное запаздывание лучей, идущих из точки источника излучения S в экваториальной плоскости, вращающейся гравитац. линзы M по и против вращения (рис. 3), определяется как

$$\Delta t=t_--t_+=\frac{8a}{d}GMc^{-3}.$$

В случае, если роль гравитац. линзы играет сверхмассив-

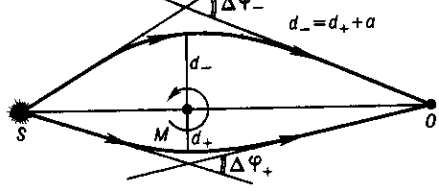


Рис. 3.

ная вращающаяся Ч. д., эффект относительного запаздывания характеризуется величиной

$$\Delta t=40\left(\frac{M}{10^8M_\odot}\right)\left(\frac{a}{1}\right)\left(\frac{100}{d}\right)\text{с}.$$

Вращающаяся Ч. д.-линза может быть расположена на луче зрения между наблюдателем и источником излучения, угл. размеры к-рого больше угл. размеров Ч. д. В этом случае Ч. д. будет выглядеть буквально как чёрная дыра в изображении источника, ограниченная несимметричным светящимся ореолом, образованным фотонами, отклоняемыми дырой на углы

$$\Delta\varphi \approx \pm 3k\pi \ (k=1, 2 \ldots).$$

В результате асимметрии рассеяния должно возникать относительное запаздывание во времени распространения фотонов, образующих границу дыры в картинной плоскости источника излучения. Относительное запаздывание фотонов, идущих в экваториальной плоскости с максимальным и минимальным прицельными параметрами, описывается ф-лой $\Delta t \approx 3|\Delta\varphi|GMc^{-3}$. При изменении яркости источника излучения яркость граничной кривой (ореола) будет меняться неравномерно: по ней побежит «зайчик» из точки, соответствующей мин. значению прицельного параметра, со скоростью $v_э \approx (c/6)R_S/R_H$ (для $a=1$), где R_H — расстояние от наблюдателя до Ч. д., R_S — расстояние от наблюдателя до источника излучения.

3. Физика чёрных дыр

К кон. 60-х гг. в работах В. Израэля (W. Israel), Б. Картера (B. Carter) и Хокинга были доказаны теоремы единственности, согласно к-рым Ч. д. полностью определяется её массой M, угл. моментом I и зарядом Q. Уилер сформулировал этот результат как теорему «Ч. д. не имеет волос». В 1971 Уилер показал, что эта теорема означает возможность нарушить второе начало термодинамики. Достаточно бросить в Ч. д. какое-нибудь горячее тело, обладающее определ. энтропией, уменьшая тем самым энтропию оставшейся части Вселенной. Параметры M, I, Q, определяющие Ч. д. единственным образом, не несут никакой информации о кол-ве энтропии, поглощённой Ч. д. (как в процессе её формирования, так и всей дальнейшей истории). Т. о., существование хотя бы одной Ч. д. не позволяло бы с уверенностью утверждать, что полная энтропия Вселенной не убывает.

Парадокс выглядел следующим образом: либо второе начало термодинамики не является универсальным законом природы, либо Ч. д. не могут существовать в принципе.

Решение этого парадокса было предложено в 1972 студентом Уилера Дж. Бекенстайном (J. Beckenstein). Он исходил из результатов, полученных Д. Кристодулу (D. Christodoulou) (1970) и Хокингом (1971), согласно к-рым площадь Ч. д. (площадь поверхности горизонта событий) не может уменьшаться и возрастает в динамич. процессах. Существенным свойством динамич. процессов, происходящих с Ч. д., является необратимость; мера необратимости определяется площадью поверхности Ч. д.

$$A = 4\pi r_+^2 = \frac{4\pi}{c^4}G^2\left(2M^2 - Q^2 + 2M\sqrt{M^2 - Q^2 - I^2/M^2}\right).$$

Бекенстайн предположил, что Ч. д. обладает конечной энтропией, пропорциональной площади её поверхности A (линейная зависимость может обеспечить аддитивность энтропии). В качестве коэф. пропорциональности Уилер предложил величину l_{Pl}^2, поскольку планковская длина $l_{Pl} = \sqrt{\hbar G/c^3} = 1{,}6\cdot 10^{-33}$ см является характерной длиной, зависящей только от фундам. постоянных, и представляет собой мин. масштаб, в к-ром пространство-время может рассматриваться как гладкое многообразие.

Т. о., энтропия Ч. д. определяется ф-лой

$$S_H = \frac{c^3 k}{4\hbar G}A. \qquad (4)$$

Обобщенное второе начало термодинамики звучит так: сумма обычной энтропии (т. е. энтропии вне Ч. д.) и энтропии Ч. д. никогда не убывает.

В 1973 Дж. Бардин (J. Bardeen), Картер и Хокинг сформулировали четыре закона механики Ч. д.:

нулевой закон — поверхностная гравитация стационарной Ч. д.

$$\varkappa = \frac{GM}{r_+^2} = \frac{4\pi GM}{A} = \frac{4\pi}{A}\sqrt{M^2 - Q^2 - I^2/M^2}$$

постоянна на горизонте событий;

первый закон —

$$\delta M = \frac{\varkappa}{8\pi}\delta A + \Omega_H \delta I + \Phi_H \delta Q,$$

где Ω_H — угл. скорость Ч. д. и Φ_H — электрич. потенциал Ч. д.;

второй закон — площадь поверхности горизонта событий для любой Ч. д. не убывает со временем, т. е. $\delta A \geqslant 0$;

третий закон — не существует механизма, сколь угодно идеализированного, позволяющего привести к нулю поверхностную гравитацию $\varkappa$ с помощью конечной последовательности операций.

Замечательная аналогия между этими законами и законами термодинамики считалась в 1973 чисто формальной, ибо Ч. д., рассматриваемая как классич. система, не может излучать и поэтому её темп-ра должна быть равна нулю, а энтропия — бесконечности. Энтропия определяется соотношением $S = k\ln\Gamma$, где Γ — число микросостояний, соответствующих определ. макросостоянию. Для классич. Ч. д. число внутр. микросостояний должно было бы быть бесконечным, так как Ч. д. могла бы, в принципе, образоваться в ходе коллапса из бесконечно большого числа частиц бесконечно малой массы.

Бекенстайн отметил, что должно существовать квантовое ограничение на массу частиц, образующих Ч. д.: комптоновская длина волны $\lambda_c = \hbar/mc$ должна быть ограничена радиусом Ч. д. и поэтому число внутренних микросостояний должно быть конечным, хотя и очень большим.

Следующий решающий шаг был сделан Хокингом в 1974. Казалось очевидным, что из предположения о конечности энтропии Ч. д. следует, что она должна испускать тепловое излучение. В этом случае первый закон механики Ч. д. становится законом термодинамики. Для невращающейся незаряж. Ч. д. он имеет вид $dM = TdS$, и из (4) немедленно следует ф-ла для темп-ры Ч. д., излучающей как абсолютно чёрное тело:

$$T_H = \frac{h}{2\pi ck}\varkappa = \frac{\hbar c^3}{8\pi GkM} \sim 6\cdot 10^{-8}\left(\frac{M_\odot}{M}\right)\text{K}. \qquad (5)$$

Фундам. результат Хокинга заключается в том, что он нашёл механизм, обеспечивающий излучение Ч. д. Таким механизмом является квантовое рождение частиц в её гравитац. поле. Внутри Ч. д. имеются орбиты, для к-рых энергия отрицательна с точки зрения внеш. стационарного наблюдателя. Поэтому энергетически возможно спонтанное рождение пары частиц вблизи горизонта событий. Одна из частиц имеет положит. энергию и уходит на бесконечность, другая имеет отрицат. энергию и падает в Ч. д., уменьшая тем самым её массу. Наличие горизонта событий препятствовало бы этому при классич. рассмотрении, но в квантовом случае это возможно благодаря туннелированию частиц сквозь горизонт. Механизм Хокинга получил назв. квантового испарения Ч. д. Вследствие наличия горизонта событий квантовое излучение Ч. д. описывается не чистым квантовым состоянием, а квантовой матрицей плотности. Поэтому излучение Ч. д. имеет тепловой спектр (строго говоря, спектр отличается от теплового вследствие рассеяния излучения гравитац. полем Ч. д.). Хокинг доказал, что Ч. д. излучает как чёрное тело с темп-рой (5). Квантовое испарение ведёт к потере массы Ч. д. со скоростью

$$\frac{dM}{dt} = -C\frac{\hbar}{M^2},$$

где коэф. C зависит от числа типов излучаемых частиц. Для Ч. д. массой $M \gg 10^{17}$ г темп-ра $T_H \ll 10^9$ К и Ч. д.

может излучать только безмассовые частицы. В этом случае $C=2{,}83\cdot10^{-4}$. В поле чёрной дыры массой $5\cdot10^{14}\ \text{г}\ll M\ll10^{17}\ \text{г}$ могут рождаться ультрарелятивистские электроны и позитроны и $C=4{,}466\cdot10^{-4}$. Время жизни Ч. д.

$$\tau=\frac{1}{3C}\frac{M^3}{\hbar}=\begin{cases}1{,}9\cdot10^{17}\left(\dfrac{M}{10^{17}\ \text{г}}\right)^3\ \text{лет при}\ M\gg10^{17}\ \text{г}\\ 1{,}5\cdot10^{10}\left(\dfrac{M}{5\cdot10^{14}\ \text{г}}\right)^3\ \text{лет при}\\ \qquad 5\cdot10^{14}\ \text{г}\ll M\ll10^{17}\ \text{г}.\end{cases}$$

При дальнейшем уменьшении массы Ч. д. и росте её темпры растёт число типов излучаемых частиц и коэф. C. Конечный этап испарения должен протекать как мощная вспышка гамма-излучения (длительностью $\sim0{,}1$ с для $M\sim10^9$ г).

При полном испарении Ч. д. её энтропия уменьшается до нуля. Расчёты энтропии, заключённой в испарившихся квантах, дали величину $S_{изл}\approx(4/3)S_H$. Т. о., квантовое испарение Ч. д. является необратимым процессом. При рождении пар заряж. частиц в поле заряж. Ч. д. её электрич. заряд также уменьшается практически до нуля.

Существенные особенности физики вращающихся Ч. д. связаны с наличием эргосферы. Так называется область, заключённая между поверхностью S_m [$g_{00}=0$, ф-ла (3)] и поверхностью горизонта событий S_+ (рис. 4). Здесь могут разыгрываться события, сопровождаемые непосредственным извлечением энергии вращения чёрной дыры. При переходе через поверхность S_m величина g_{00} меняет знак и становится отрицательной. Поэтому энергия частицы с 4-скоростью u^α, $\mathscr{E}=m(g_{00}u^0+g_{0k}u^k)$ может оказаться отрицательной. Геодезические с $\mathscr{E}<0$ целиком заключены внутри эргосферы, поэтому никакая свободно движущаяся частица не может попасть на такую геодезическую извне. Однако она может появиться в результате распада влетевшего в эргосферу тела, причём др. фрагмент распавшегося тела может уйти на бесконечность, унося с собой часть энергии вращения Ч. д. Такой механизм извлечения энергии из вращающейся Ч. д. был найден Р. Пенроузом (R. Penrose) в 1969.

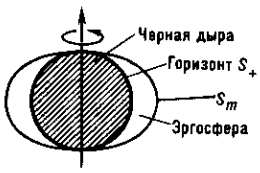


Рис. 4.

Волновым аналогом процесса Пенроуза является суперрадиац. рассеяние волн вращающейся Ч. д. Впервые на такую возможность указал Зельдович в 1971, рассматривая рассеяние эл.-магн. волн на вращающемся с угл. скоростью Ω проводящем цилиндре; в этом случае волна с азимутальным квантовым числом m и частотой ω будет усилена при отражении от цилиндра, если $\omega<m\Omega$, а энергия и угл. момент отражающего тела уменьшатся. Зельдович показал, что аналогичный эффект должен иметь место при рассеянии волн на вращающейся Ч. д. и при квантовом рассмотрении должно происходить спонтанное излучение энергии и угл. момента за счёт рождения пар фотонов внутри эргосферы с последующим поглощением одного из них дырой и излучением другого на бесконечность. Коэф. отражения эл.-магн. волн вращающейся Ч. д. на неск. процентов больше единицы и достигает максимума (1,044) при $\omega\to m\Omega_+$ (А. А. Старобинский, С. М. Чурилов, 1973). Гравитац. волна может быть усилена более чем вдвое. Коэф. отражения равен 2,38 при $a=1$, $l=m=2$ и $\omega\to m\Omega_+$. Эффект усиления гравитац. волн приводит к существованию вблизи вращающейся Ч. д. «плавающих» орбит, на к-рых энергетич. потери на излучение гравитац. волн в точности компенсируются энергией, извлекаемой из Ч. д. за счёт суперрадиац. рассеяния.

В процессах Пенроуза и суперрадиац. рассеяния площадь поверхности горизонта не уменьшается, поскольку расходуется только энергия вращения Ч. д.

Квантовое рождение частиц в поле вращающейся Ч. д. сопровождается потерей как угл. момента, так и массы:

$$\frac{dI}{dt}\sim-\hbar\Omega_+,\quad\frac{dM}{dt}\sim-\hbar\Omega_+^2.$$

Квантовая темп-ра вращающейся Ч. д. определяется ф-лой

$$T_H=\frac{hc^3}{8\pi GkM}\cdot\frac{(r_+^2-a^2)}{r_+^2}.$$

Численные расчёты квантового испарения (с учётом суперрадиации) показывают, что: вращающаяся Ч. д. испаряется тем быстрее, чем быстрее она вращается; угл. момент излучается существенно быстрее, чем масса; испарение увеличивает энтропию быстровращающейся Ч. д., но уменьшает энтропию медленновращающейся Ч. д.; суммарная энтропия Ч. д. и окружающей Вселенной увеличивается.

Применение термодинамич. методов в квантовой физике Ч. д. оказывается исключительно плодотворным, особенно если учесть, что Ч. д. не имеет никакого нерелятивистского предела вообще и что не существует пока последовательных теорий, объединяющих ОТО с квантовой механикой.

В 1985 началось развитие статистич. механики Ч. д., позволяющее использовать мощные статистич. методы для исследования стабильности Ч. д. как самогравитирующих квантовых систем.

В последнее время (K. Maeda et al, 1994) стали применяться методы теории катастроф для детального исследования связи физики Ч. д. с физикой элементарных частиц, рассматриваемых как локализованные частицеподобные решения нелинейных полевых ур-ний.

Фундам. проблемой физики Ч. д. является проблема сингулярности внутри Ч. д. Качественно это означает, что в конце коллапса всё коллапсировавшее вещество (массой от $\sim10\ M_\odot$ до $\sim10^9\ M_\odot$) сжимается в точку ($r=0$), в к-рой, следовательно, плотность становится бесконечной. Математически, при $r\to0$ все инварианты тензора кривизны $R_{\alpha\beta\gamma\delta}$ стремятся к бесконечности. Поэтому само понятие пространства-времени теряет смысл в сингулярности.

Неизбежность сингулярности следует из теорем, доказанных в кон. 60-х гг. Одним из условий образования сингулярности является сильное энергетич. условие Хокинга и Пенроуза (1969), согласно к-рому для любого времениподобного вектора u^α

$$\left(T_{\alpha\beta}-\frac{1}{2}g_{\alpha\beta}T\right)u^\alpha u^\beta\geqslant0,\qquad(6)$$

где $T_{\alpha\beta}$ — тензор энергии-импульса материи, $T=T^\alpha_\alpha$ — его след.

Условие (6) гарантирует, что материя не препятствует монотонному схождению геодезических, и означает, что в гравитац. коллапсе, когда гравитация становится доминирующей, она ведёт к неогранич. сжатию.

Для локального наблюдателя в его сопутствующей системе отсчёта условие (6) принимает вид $\varepsilon+\sum_{k=1}^{3}p_k\geqslant0$, где ε — плотность энергии, а $p_k=-T^k_k$ — гл. давления. В изотропном случае это означает, что $\varepsilon+3p\geqslant0$, причём величина $(\varepsilon+3p)$ определяет ускорение в ОТО

$$g=-\frac{4\pi G}{3c^2}(\varepsilon+3p).$$

Т. о., условие (6) гарантирует, что гравитация всегда действует как притяжение.

Сильное энергетич. условие не следует из фундам. принципов, а базируется на гипотезе, что можно экстраполиро-

вать до планковских плотностей $\rho_{Pl}\sim 10^{93}$ г·см$^{-3}$ ур-ния состояния материи (связь между ε и p), хорошо изученные вплоть до ядерных плотностей $\sim 10^{15}$ г·см$^{-3}$.

Альтернативная гипотеза была высказана фактически до того, как теоремы о сингулярностях были окончательно сформулированы. В 1965, исследуя различные возможные ур-ния состояния при сверхвысоких плотностях, А. Д. Сахаров предложил ур-ние состояния

$$p=-\varepsilon \qquad (7)$$

как одно из возможных ур-ний состояния сверхплотной материи. Одновременно Е. Б. Глинер предложил ур-ние (7) как ур-ние состояния сверхплотного вакуума. Соответствующий (7) тензор энергии-импульса

$$T_{\alpha\beta}=\varepsilon g_{\alpha\beta} \qquad (8)$$

имеет бесконечное число сопутствующих систем отсчёта. Вакуум определяется как такой физ. объект, для к-рого, в принципе, не существует выделенной сопутствующей системы отсчёта (невозможно, в принципе, определить скорость относительно вакуума). Другими словами, вакуум (8) является релятивистски инвариантным. Глинер предположил, что при сверхвысоких плотностях происходит переход сверхплотного вещества в состояние сверхплотного вакуума (7), (8), к-рое может быть конечным состоянием в гравитац. коллапсе вместо сингулярности.

Геометрия, к-рая генерируется вакуумом (8), описывается метрикой *де Ситтера пространства-времени*

$$ds^2=\left(1-\frac{r^2}{r_0^2}\right)c^2dt^2-\frac{dr^2}{1-\frac{r^2}{r_0^2}}-r^2\left(d\theta^2+\sin^2\theta\,d\varphi^2\right) \qquad (9)$$

как решение ур-ний Эйнштейна с космологической постоянной $\Lambda=3/r_0^2$, связанной с плотностью энергии вакуума соотношением $\varepsilon=\Lambda c^4/8\pi G$. Поверхность $r=r_0$, где

$$r_0^2=\frac{3c^4}{8\pi G\varepsilon},$$

является горизонтом событий пространства-времени де Ситтера: чтобы достичь $r=r_0$, световому сигналу требуется бесконечное время.

Если вакуумное состояние (7) достигается в ходе коллапса, то дальнейшее сжатие останавливается и в результате коллапса вместо сингулярности возникает мир де Ситтера. Т. о., в принципе, Ч. д. не обязана иметь сингулярность внутри горизонта событий.

Неоднократные попытки непосредственно «сшить» решение Шварцшильда с решением де Ситтера были проанализированы в 1988 (E. Poisson, W. Israel). Показано, что переход от пространства-времени Шварцшильда к пространству-времени де Ситтера возможен, но требуется ввести промежуточный слой материи с ур-нием состояния, отличным от (7), в к-ром геометрия остаётся эффективно классической и подчиняется ур-ниям Эйнштейна (2) с правой частью, представляющей эффекты поляризации вакуума.

Существует, по крайней мере, один способ реализации этой программы (И. Г. Дымникова, 1992, 1996). Сферически симметричная геометрия, к-рая при больших r переходит в геометрию Шварцшильда, а при малых r — в геометрию де Ситтера, генерируется тензором энергии-импульса, имеющим следующие вакуумные асимптотики:

$$T_{\alpha\beta}=0 \quad \text{при } r\to\infty \text{ (вакуум Минковского)}, \qquad (10)$$

$$T_{\alpha\beta}=\varepsilon g_{\alpha\beta} \text{ при } r\to 0 \text{ (вакуум де Ситтера)}. \qquad (11)$$

Чтобы переход был плавным, переходный тензор $T_{\alpha\beta}$ должен зависеть от r. Для тензора энергии-импульса (11) из ур-ния сохранения $T^{\alpha\beta}_{;\beta}=0$ следует $\varepsilon=\text{const}$. Следовательно, переходный тензор не может иметь структуру (11) и должен быть анизотропным.

Для любой сферически симметричной геометрии $T_2^2=T_3^3$. Из условия $T_0^0=T_1^1$ следует соотношение $g_{00}=-g_{11}^{-1}$, к-рое выполняется для вакуумных решений Шварцшильда и де Ситтера. Тензор энергии-импульса с алгебраич. структурой

$$T_0^0=T_1^1;\ T_2^2=T_3^3 \qquad (12)$$

имеет бесконечное число сопутствующих систем отсчёта, поскольку сопутствующая система отсчёта определяется единственным образом, если и только если ни одно из собственных значений тензора энергии-импульса не совпадает с T_0^0 (в этом случае однозначно определяется скорость сопутствующей системы). Следовательно, тензор энергии-импульса (12) удовлетворяет определению вакуумного тензора и описывает анизотропный сферически-симметричный вакуум.

В случае, когда вакуумный тензор (12) имеет асимптотики (10)—(11), геометрия определяется метрикой

$$ds^2=\left(1-\frac{R_g(r)}{r}\right)c^2dt^2-\frac{dr^2}{1-\frac{R_g(r)}{r}}-r^2\left(d\theta^2+\sin^2\theta\,d\varphi^2\right), \qquad (13)$$

где $R_g(r)=\dfrac{8\pi G}{c^4}\displaystyle\int_0^r T_0^0(r')\,r'^2dr'$.

Метрика (13) переходит в метрику Шварцшильда (3) при $r\to\infty$ и в метрику де Ситтера при $r\to 0$. Ур-ния Эйнштейна определяют также поперечное давление, $T_2^2=T_0^0+(r/2)\,dT_0^0/dr$. Т. о. геометрия де Ситтера — Шварцшильда полностью определяется заданием профиля плотности энергии $\varepsilon(r)=\rho(r)c^2=T_0^0(r)$, к-рый должен описывать поляризацию вакуума, возникающую в результате коллапса. В процесе коллапса существенны все поля и взаимодействия. Поскольку они, согласно ОТО, совместно определяют напряжённость гравитац. поля в каждой точке, естественно ожидать, что результирующим эффектом будет поляризация вакуума, создаваемая гравитац. полем. Поляризация вакуума стационарным внеш. полем описывается ф-лами, содержащими характерную экспоненту Швингера $\exp(-E_{кр}/E)$, где E — напряжённость поля. Напряжённость сферически-симметричного гравитац. поля характеризуется величиной $E\sim r_g/r^3$. Критич. значение определяется как характерная напряжённость поля де Ситтера $E_{кр}\sim 1/r_0^2$. Коэф. пропорциональности определяются из требования, чтобы выполнялись асимптотика (11) и соотношение (1), связывающее массу и гравитац. радиус. В результате

$$T_0^0(r)=\varepsilon(r)=\varepsilon_0\exp(-r^3/r_0^2r_g), \qquad (14)$$

и ф-ция $R_g(r)$ имеет вид $R_g(r)=r_g\left[1-\exp(-r^3/r_*^3)\right]$, где $r_*=(r_0^2r_g)^{1/3}$ определяет характерный масштаб геометрии. Условие (6) нарушается для $r^3<(2/3)r_*^3$, т. е. существует поверхность $r_H=(2/3)^{1/3}r_*$, за к-рой гравитац. притяжение сменяется отталкиванием.

Согласно теориям *Великого объединения*, вакуумное состояние (7) может возникать при энергиях $\sim 10^{15}$—10^{16} ГэВ (плотностях $\sim 10^{77}$—10^{81} г·см$^{-3}$). В этом случае $r_H\sim r_*\sim 10^{-17}$—10^{-18} см для Ч. д. с массой $\sim 10M$ и радиусом горизонта событий ≈ 30 км. Если состояние (7) возникает при планковской плотности $\rho_{Pl}\sim 10^{93}$ г·см$^{-3}$, то $r_H\sim r_*\sim 10^{-20}$ см. В области, ограниченной поверхностью r_*, сосредоточено примерно 3/4 массы Ч.д., т. е. внутри Ч.д. вместо сингулярности возникает частицеподобная структура с характерным размером $\sim r_*$.

Несингулярная сферически-симметричная Ч. д. имеет два горизонта событий — внешний и внутренний. Наличие двух горизонтов следует из условий (10)—(11) и определяет динамику квантового испарения Ч. д. независимо от конкретной формы профиля плотности энергии $T_0^0(r)$. В процессе испарения Ч. д. теряет массу и горизонты сближаются. При нек-ром значении массы $M_{кр}$ они совпадают и квантовая темп-ра Ч. д. становится равной нулю. Для профиля плотности (14) $M_{кр}\cong 0{,}30M_{Pl}(\rho_{Pl}/\rho_0)^{1/2}$. В области больших масс, $M\gg M_{кр}$, темп-ра падает как $1/M$. Поэтому кривая $T(M)$

имеет максимум при нек-ром $M_{пер} > M_{кр}$. Для модели (14) $M_{пер} \cong 0{,}38 M_{Pl} (\rho_{Pl}/\rho_0)^{1/2}$. При $M = M_{пер}$ удельная теплоёмкость терпит разрыв и меняет знак. Это означает, что в ходе квантового испарения несингулярной Ч. д. происходит фазовый переход второго рода с восстановлением симметрии.

Значение $M_{кр}$ даёт нижний предел массы Ч. д. В диапазоне $M < M_{кр}$ тензор (12) с асимптотиками (10)—(11) и метрика (13) описывают самогравитирующую частицеподобную структуру. Такой объект может возникнуть, напр., как продукт квантового испарения Ч. д. (И. Г. Дымникова, 1996).

Описанная модель структуры пространства-времени в области сверхвысокой кривизны внутри Ч. д. не является единственно возможной. Др. варианты решения проблемы сингулярности в ОТО (включая *сингулярность космологическую*) связаны с радикальными квантовыми обобщениями эйнштейновской теории гравитации (см. *Квантовая теория гравитации, Суперструны*), хотя в нек-рых из них предсказывается существование несингулярных Ч. д., внутри к-рых достигается вакуумное состояние (7) (A. Strominger, 1992; K. Maeda и др., 1994). В любом варианте область сверхвысокой кривизны внутри Ч. д. скрыта от внеш. наблюдателя горизонтом событий. Самогравитирующие частицеподобные структуры должны, по-видимому, возникать при сверхвысоких плотностях, где физические процессы существенно нелинейны.

Лит.: Рис М., Руффини Р., Уилер Дж., Чёрные дыры, гравитационные волны и космология, М., 1977; Чандрасекар С., Математическая теория чёрных дыр, М., 1986; Новиков И. Д., Фролов В. П., Физика чёрных дыр, М., 1986; Strominger A., «Phys. Rev.», 1992, v. D46, p. 4396; Maeda K. et al, «Phys. Rev. Lett.», 1994, v. 72, p. 450; Dymnikova I. G., «Gen. Rel. and Grav.», 1992, v. 24, p. 235; «Int. J. of Mod. Phys.», 1996, v. D5, p. 529.

И. Г. Дымникова.

ЧЕТВЁРТЫЙ ЗВУК — см. *Звук* в сверхтекучем гелии.

ЧЁТНОСТЬ — *квантовое число*, характеризующее поведение волновой ф-ции физ. системы при нек-рых дискретных преобразованиях.

ЧЁТНОСТЬ У́РОВНЯ — чётность состояния физ. системы (чётность *волновой функции*), соответствующего данному уровню энергии системы. Такая характеристика уровней возможна для системы частиц, между к-рыми действуют эл.-магн. или ядерные силы, сохраняющие *чётность*. При учёте *слабого взаимодействия* к состоянию с данной чётностью добавляется незначит. примесь состояния с противоположной чётностью (в атомах и атомных ядрах относит. величина такой примеси обычно невелика: $\sim 10^{-6}$—10^{-7}). Если уровень энергии вырожден так, что ему принадлежат волновые ф-ции с разной чётностью (как, напр., для возбуждённых уровней атома водорода), то возможны состояния, описываемые суперпозицией таких волновых ф-ций, т. е. вырожденный уровень может не обладать определ. чётностью (даже в том случае, когда действующие в системе силы сохраняют чётность). *С. С. Герштейн.*

ЧЕТЫРЁХМЕ́РНЫЙ ВЕ́КТОР — вектор в *Минковского пространстве-времени*, имеющий 4 координаты и использующийся в частной теории относительности. Примерами Ч. в. являются 4-скорость частицы ненулевой массы, 4-импульс системы P^μ, 4-потенциал эл.-магн. поля A_μ и др. Подробнее см. *Относительности теория*.

ЧИ́СЕЛ ЗАПОЛНЕ́НИЯ ПРЕДСТАВЛЕ́НИЕ — см. в ст. *Вторичное квантование*.

ЧИ́СЛА ЗАПОЛНЕ́НИЯ в квантовой механике и квантовой статистике — числа, указывающие степень заполнения квантовых состояний частицами квантовомеханич. системы многих тождественных частиц. Для систем частиц с полуцелым спином (*фермионов*) Ч. з. могут принимать лишь два значения: 0 — для свободных состояний и 1 — для занятых. Для систем частиц с целым спином (бозонов) Ч. з. — любые целые числа: 0, 1, 2, ... Сумма всех Ч. з. должна быть равна числу частиц системы. С помощью Ч. з. можно описывать и числа элементарных возбуждений (квазичастиц) квантованных полей; в этом случае сумма Ч. з. не фиксирована. Средние по статистически равновесному состоянию Ч. з. идеальных квантовых газов определяются ф-циями распределения Ферми — Дирака и Бозе — Эйнштейна (см. *Ферми — Дирака статистика, Бозе — Эйнштейна статистика*). Понятие Ч. з. лежит в основе метода *вторичного квантования* (представления вторичного квантования, или представления Ч. з.). *Д. Н. Зубарев.*

ЧИ́СТОЕ СОСТОЯ́НИЕ — состояние квантовомеханич. системы, к-рое характеризуется заданием полного набора возможных значений динамич. переменных, определяющих состояние системы. Ч. с. описывается *волновой функцией* от этих переменных и является одним из осн. понятий квантовой механики. Суперпозиция волновых ф-ций (т. е. их сумма с произвольными комплексными коэф.) также описывает Ч. с. системы. Обычно Ч. с. называют просто квантовомеханическим состоянием, хотя в квантовой механике есть более общий случай — *смешанное состояние*.



ША́РЛЯ ЗАКО́Н — утверждает, что давление данной массы идеального газа при постоянном объёме пропорционально темп-ре. Открыт Ж. Шарлем (J. Charles) в 1787. Частный случай *Клапейрона уравнения*.

ШАРМ — то же, что *очарование*.

ШАРОВЫ́Е ЗВЁЗДНЫЕ СКОПЛЕ́НИЯ — старейшие *звёздные скопления* Галактики, населяющие её сфероидальное гало (см. *Галактика*). От *рассеянных звёздных скоплений* отличаются хим. составом [содержание тяжёлых хим. элементов (металличность) в 10—100 раз меньше солнечного], массой (10^4—10^6 $M_\odot$, где $M_\odot$ — масса Солнца) и в среднем значительно большим возрастом (10—12 млрд. лет и более). Ш. з. с. концентрируются в осн. к центру Галактики с законом распределения плотности $n \sim R^{-3}$ (R — галактоцентрич. расстояние), хотя Ш. з. с. с наиб. металличностью концентрируются и к диску Галактики. У Ш. з. с. заметен градиент хим. состава: наиб. бедные тяжёлыми хим. элементами Ш. з. с. встречаются во всём объёме Галактики, тогда как более богатые — только в центр. области и вблизи диска. Это отражает последовательный процесс конденсации Ш. з. с. на ранних стадиях эволюции Галактики. Вся подсистема Ш. з. с. медленно вращается со скоростью 50—70 км/с (на расстоянии 8—10 кпк от центра Галактики), что значительно меньше скорости вращения диска Галактики (200—250 км/с).

Пространственное распределение Ш. з. с. использовалось для определения важнейшей галактич. константы — расстояния от центра Галактики до Солнца. Наиб. яркие Ш. з. с. в Галактике и близких спиральных галактиках имеют абс. *звёздную величину* M_V ок. -10^m, и их можно использовать для определения расстояний до др. звёздных систем. Ярчайшие звёзды Ш. з. с. — красные гиганты, звёзды горизонтальной ветви и асимптотической ветви гигантов (см. *Герцшпрунга — Рессела диаграмма*) — имеют сложную слоевую структуру. Среди них есть *переменные звёзды*. Особый интерес представляют переменные типа RR Лиры с периодами изменения блеска меньше 1 сут. Абс. звёздные величины этих звёзд во всех Ш. з. с. почти одинаковы, что делает их хорошими индикаторами расстояний до старых объектов Галактики и её центр. областей. В Ш. з. с. есть и цефеиды сферической составляющей. Они на 1—$1{,}5^m$ «слабее» своих молодых прототипов — классич. *цефеид* диска Галактики, и для них характерна

также тесная связь между периодами пульсаций и блеском. Цефеиды Ш. з. с. в перспективе также надёжные индикаторы расстояний.

В нек-рых Ш. з. с. известны т. н. «голубые бродяги» — голубые звёзды, расположенные левее и выше точки поворота гл. последовательности. Их эволюц. положение пока непонятно: они занимают на диаграмме Герцшпрунга — Ресселла область, соответствующую более молодым и массивным (чем остальные звёзды Ш. з. с.) звёздам, к-рые в «нормальных» Ш. з. с. уже давно прозволюционировали. Эта загадка ещё ждёт разрешения.

В Большом Магеллановом Облаке (БМО) — спутнике нашей Галактики — и нек-рых др. галактиках обнаружены звёздные скопления, по внешнему виду и светимости очень похожие на Ш. з. с., а по звёздному составу — на рассеянные звёздные скопления молодого или промежуточного возраста. Эти системы имеют более голубой, чем Ш. з. с. Галактики, интегральный цвет. По-видимому, это «богатые» (массой порядка $10^4\ M_\odot$), но сравнительно молодые скопления с высокой металличностью, но не Ш. з. с., под к-рыми понимают старые системы с малым содержанием тяжёлых хим. элементов. Считается, что «голубые» скопления образуются в дисках галактик со слабо развитыми спиральными ветвями (т. е. при отсутствии сильной спиральной волны плотности, см. *Спиральные галактики*).

Лит.: Холопов П. Н., Звездные скопления, М., 1981; Звездные скопления, в кн.: Итоги науки и техники, сер. Астрономия, т. 27, М., 1985.

А. С. Расторгуев.

ШВА́РЦШИЛЬДА ПРОСТРА́НСТВО-ВРЕ́МЯ — пространство-время вне массивного невращающегося тела в вакууме (тензор Риччи $R_{ik}=0$). Элемент длины ds определяется выражением

$$ds^2=\left(1-\frac{2GM}{c^2r}\right)c^2dt^2-\frac{dr^2}{1-\frac{2GM}{c^2r}}-r^2d\theta^2-r^2\sin^2\theta d\varphi^2, \qquad (1)$$

где r, θ, φ — сферические координаты с центром в центре массивного тела, M — масса тела. Это решение ур-ний Эйнштейна *общей теории относительности* было найдено К. Шварцшильдом (K. Schwarzschild, 1916). Величина $r_g=2GM/c^2$ наз. радиусом Шварцшильда или *гравитационным радиусом*. Ш. п.-в. является асимптотически плоским при $r\to\infty$ и обладает там правильной ньютоновской асимптотикой: $g_{00}=1+\frac{2\Phi}{c^2}$, где $\Phi=-\frac{GM}{r}$ — ньютоновский гравитационный потенциал.

На поверхности массивного тела метрика Ш. п.-в. (1) должна непрерывно сшиваться с метрикой, описывающей пространство-время внутри тела. При этом радиальная координата поверхности тела в Ш. п.-в. должна быть больше r_g, иначе равновесие тела невозможно. Ш. п.-в. имеет смысл и в отсутствие центрального тела. Тогда его можно аналитически продолжить под гравитационный радиус, в область $r<r_g$, используя др. системы отсчёта [Д. Финкельштейн (D. Finkelstein), 1958]. Поверхность $r=r_g$ является изотропной, так что все массивные или безмассовые частицы могут пересекать её только в одну сторону (из-за этого её также называют горизонтом). Если граничные условия при $r=r_g$ таковы, что частицы пересекают гравитационный радиус в сторону уменьшения r, то Ш. п.-в. описывает *чёрную дыру*, образовавшуюся в результате коллапса первоначально регулярного распределения материи (напр., звезды), и тогда поверхность $r=r_g$ является горизонтом событий. В противном случае Ш. п.-в. содержит *белую дыру*. В области под гравитационным радиусом частицы могут двигаться либо только в сторону уменьшения r в случае чёрной дыры, либо только в обратную сторону в случае белой дыры. Максимальное аналитическое продолжение Ш. п.-в. в отсутствие вещества [М. Крускал (M. Kruskal), 1960] содержит и чёрную, и белую дыры (внутри каждой из к-рых находится поверхность $r=0$), а также две несвязанные пространственные асимптотически-плоские бесконечности $r\to\infty$. Однако такое максимальное расширение Ш. п.-в. не является физическим в том смысле, что оно не может возникнуть как результат динамической эволюции регулярного распределения материи. Его тензор кривизны конечен и регулярен при $r\neq0$. Две несвязанные поверхности $r=0$, на к-рых он расходится, есть 3-мерные пространственноподобные гиперповерхности. Поэтому нельзя сказать, что $r=0$ есть «центр» Ш. п.-в., в отличие от случая центрального тела с радиусом $r_0>r_g$.

Можно доказать, что Ш. п.-в. — единственное статическое вакуумное асимптотически-плоское решение ур-ний общей теории относительности. Ш. п.-в., описывающее чёрную дыру, устойчиво: малые возмущения метрики (1) общего вида затухают по степенному закону при $t\to\infty$ (показатель степени определяется мультипольностью возмущения). Гравитационная энергия связи тел массой $m\ll M$, двигающихся по устойчивым круговым орбитам в Ш. п.-в., может достигать $\approx6\%$ от энергии покоя (С. А. Каплан, 1949). Частицы, падающие в чёрную дыру, достигают поверхности горизонта событий за конечное собственное время $\sim r_g/c$, но за бесконечный интервал времени t с точки зрения любого внеш. наблюдателя, не падающего в чёрную дыру. Это утверждение остаётся верным и в случае нестационарной чёрной дыры, масса к-рой растёт из-за поглощения (*аккреции*) ею окружающего вещества [при этом, однако, следует помнить, что в случае аккреции на чёрную дыру радиус поверхности горизонта событий $r_h(t)$ всегда несколько больше текущего гравитационного радиуса $r_g(t)$]. После пересечения горизонта событий частицы достигают сингулярности $r=0$ также за конечный интервал собственного времени. Внеш. наблюдатель этого не увидит никогда.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Теория поля, 7 изд., М., 1988; Хокинг С., Эллис Дж., Крупномасштабная структура пространства-времени, пер. с англ., М., 1977.

А. А. Старобинский.

ШВИ́НГЕРА УРАВНЕ́НИЯ функциональные — система ур-ний для *Грина функций* в квантовой теории поля. Предложена Ю. Швингером (J. Schwinger) в 1951. Для получения Ш. у. вводят классич. источники внеш. полей. Напр., в квантовой электродинамике частиц со спином $^1/_2$ в простейшем варианте достаточно ввести в лагранжиан взаимодействие квантованного поля фотонов $A^\mu(x)$ с источником внеш. эл.-магн. поля $J_\mu(x)$ в мин. форме — $J_\mu A^\mu$. За счёт этого возникает возможность путём функционального варьирования по классич. источнику $J_\mu(x)$ получать ф-ции Грина с большим числом фотонных концов. *Матрица рассеяния* становится функционалом $S[J]$ источника. Удобно также ввести ср. наблюдаемое значение оператора фотонного поля (с учётом квантовых поправок):

$$\mathcal{A}^\mu(x)=\frac{1}{S_0[J]}\langle0|T\{A^\mu(x)S[J]\}|0\rangle=i\frac{\delta\ln S_0[J]}{\delta J_\mu(x)};$$

$$S_0[J]\equiv\langle0|S[J]|0\rangle,\quad \mu=0,\ 1,\ 2,\ 3,$$

где $\langle0|...|0\rangle$ — ср. значение операторов по состояниям вакуума в представлении взаимодействия, символ T обозначает хронологич. упорядочение операторов (см. *Хронологическое произведение*), $\delta/\delta J_\mu(x)$ — вариац. производная.

В итоге для двухточечной фермионной ф-ции Грина

$$G(x,\ y|J)=-\frac{i}{S_0[J]}\langle0|T\{\psi(x)\bar\psi(y)S[J]\}|0\rangle,$$

где $\psi(x)$ — спинорный оператор фермионного (электрон-позитронного) поля, а черта над оператором означает дираковское сопряжение, имеем ур-ние типа ур-ния Дирака:

$$\left\{\gamma_\mu\left[i\frac{\partial}{\partial x_\mu}-e\mathscr{A}^\mu(x)\right]-m-ie\gamma_\mu\frac{\delta}{\delta J_\mu(x)}\right\}G(x,\,y|J)=\\=\delta^4(x-y),\qquad(1)$$

где γ_μ — матрицы Дирака, e, m — заряд и масса электрона. Для ср. значения оператора фотонного поля $\mathscr{A}^\mu(x)$ получаем ур-ние типа ур-ния Максвелла (второе слагаемое в правой части ур-ния имеет смысл квантовых поправок к классич. току J):

$$\Box\mathscr{A}^\mu(x)=-J^\mu(x)+ie\,\mathrm{Sp}\left[\gamma^\mu G(x,\,x|J)\right],\qquad(2)$$

где шпур берётся по спинорным индексам. Ур-ния (1), (2), позволяющие по заданным источникам $J_\mu(x)$ определить $G(x,\,y|J)$ и $\mathscr{A}^\mu(x)$, наз. Ш. у.

Двухточечная фотонная ф-ция Грина может быть найдена с помощью соотношения

$$D^{\mu\nu}(x,\,y|J)=-\frac{\delta A^\mu(x)}{\delta J_\nu(y)}=-i\,\frac{\delta^2\ln S_0[J]}{\delta J_\mu(x)\delta J_\nu(y)}.$$

Величина $Z[J]\equiv i\ln S_0[J]$ наз. *производящим функционалом*.

Трёхточечная *вершинная часть* определяется следующим образом:

$$\Gamma_\mu(x,\,y,\,z)=-\frac{\delta}{\delta A^\mu(z)}G^{-1}(x,\,y|J),$$

где G^{-1} — обратный оператор фермионной ф-ции Грина. Ш. у. тесно связаны с *Дайсона уравнениями*. Швингером было выведено также ур-ние для четырёхточечной ф-пии Грина двух частиц (фермионов). При отсутствии внеш. поля это ур-ние эквивалентно *Бете — Солпитера уравнению*.

Лит.: Schwinger J., «Proc. Nat. Acad. Sci.», 1951, v. 37, p. 452, 455; Боголюбов Н. Н., Ширков Д. В., Введение в теорию квантованных полей, 4 изд., М., 1984. *Р. Н. Фаустов.*

ШИРИНА́ СПЕКТРА́ЛЬНОЙ ЛИ́НИИ — мера немонохроматичности спектральной линии. Ш. с. л. определяют как расстояние между точками контура спектральной линии, в к-рых интенсивность равна половине её макс. значения. В научной литературе вместо термина «Ш. с. л.» иногда используют англ. аббревиатуру FWHM — Full Width at Half Maximum. Ш. с. л. выражают в единицах круговой частоты — $\delta\omega$ ($с^{-1}$), частоты — $\delta\nu$ (Гц), длины волны — $\delta\lambda$ (нм) или волнового числа — $\delta(1/\lambda)=\delta\nu/c$ ($см^{-1}$). Иногда под Ш. с. л. понимают полуширину $\gamma=\delta\omega/2$; для классич. *осциллятора* γ есть константа затухания амплитуды свободных колебаний.

Для изолированной квантовой системы характерна естественная (радиационная) Ш. с. л. $\delta\nu_e$, определяемая суммой ширин уровней энергии, между к-рыми происходит соответствующий данной спектральной линии спонтанный квантовый переход. Для разрешённых *отбора правилами* переходов $\delta\nu_e\propto\lambda^{-2}$. Величина $\delta\nu_e$ очень мала в радиодиапазоне, для ИК-линий $\delta\nu_e\sim100$ Гц, в видимом и УФ-диапазонах $\delta\nu_e\sim10$ МГц (для интенсивных линий). Для излучат. переходов из метастабильных состояний естеств. ширина может быть очень малой; так, для строго запрещённой линии водорода $2S_{1/2}-1S_{1/2}$ величина $\delta\nu_e$ обусловлена двухфотонным распадом верх. уровня и составляет всего ок. 1,3 Гц.

В разреженных газах с максвелловским распределением частиц по скоростям спектральные линии имеют доплеровскую ширину, определяемую *Доплера эффектом*:

$$\delta\omega_D=2\sqrt{\ln2}\,\omega_0 v_0/c,$$

где $v_0=\sqrt{2kT/M}$ — наиб. вероятная скорость частиц в газе, M — масса атома (или молекулы), ω_0 — круговая частота спектральной линии. Т. о., доплеровская ширина зависит от темп-ры и часто используется для её определения.

В плотных газах, плазме, жидкостях и твёрдых телах Ш. с. л. обусловлена взаимодействием частиц (см. *Уширение спектральных линий*). Так, Ш. с. л. водородоподобного иона с зарядом ядра Z в плазме в осн. определяется квазистатич. уширением ионами:

$$\delta\omega\approx12{,}5\,\frac{n^2-n'^2}{Z}Z_iN_i^{2/3},$$

где Z_i — заряд возмущающих ионов, N_i — их концентрация (число в 1 $см^3$), n и n' — гл. квантовые числа уровней энергии, участвующих в квантовом переходе. В большинстве случаев, однако, механизм уширения спектральных линий в плазме ударный. Если при этом на излучающую систему воздействует неск. видов возмущающих частиц, то полная Ш. с. л. равна сумме ширин, вызванных ударным воздействием всех частиц:

$$\delta\omega=\sum_m K_mN_m,$$

где N_m — концентрация частиц вида m, а $K_m=2\langle v\sigma'_m\rangle$ — константа уширения спектральной линии при соударении с частицами вида m (σ'_m — эфф. сечение уширения). Ширина неводородоподобных линий в плазме обусловлена гл. обр. столкновениями с электронами. По порядку величины

$$\delta\omega\approx a\cdot10^{-6}(n-\mu)^4z^{-3}N_e,$$

где n — гл. квантовое число верх. уровня, μ — его *квантовый дефект*, z — спектроскопич. символ иона, N_e — концентрация электронов, множитель $a\approx0{,}2$—$0{,}5$ для нейтральных атомов, для однократных ионов $a\approx1$. Ударным механизмом объясняется также уширение радиолиний, соответствующих переходам между высоковозбуждёнными уровнями атомов водорода. При этом Ш. с. л. обусловлена неупругими переходами и пропорц. концентрации заряж. частиц.

В нейтральных газах уширение спектральных линий атомами посторонних газов определяется потенциалом ван-дер-ваальсовского взаимодействия $V=hC_6/R^6$ (R — расстояние между атомами, C_6 — постоянная для данного типа взаимодействующих атомов); Ш. с. л. выражается ф-лой

$$\delta\omega=8{,}16C_6^{2/5}\left(\frac{8kT}{\pi M}\right)^{3/10}N,$$

где M — приведённая масса сталкивающихся частиц, N — их концентрация. Наиб. уширение в атомарных нейтральных газах испытывают резонансные линии в однородном газе (резонансное уширение). Для изолированной резонансной линии

$$\delta\omega=\frac{4\pi e^2}{m\omega_0}f_{01}\sqrt{\frac{2J_0+1}{2J_1+1}}N,$$

где m — масса электрона, f_{01} — сила осциллятора перехода $0\to1$, J_0 и J_1 — квантовые числа полного момента для основного и резонансного уровней.

Константы уширения K для колебательно-вращат. и вращат. линий большинства молекул практически одного порядка величины. При темп-ре $T=300$ К характерное значение $K\sim1\cdot10^{-9}$ $см^3\,с^{-1}$. Для больших вращат. квантовых чисел, когда разность энергий уровней сопоставима с kT, уширение становится в неск. раз меньше. Величина K обычно $\propto T^\alpha$, причём эмпирич. значения показателя α для разл. пар молекул составляют 0,12—0,40. Уширение, связанное с собств. давлением газа, существенно превышает уширение посторонним газом лишь в нек-рых случаях — чаще всего у полярных молекул. Так, константа уширения давлением для вращат. линии H_2O с частотой 380 ГГц составляет $7{,}5\cdot10^{-9}$ $см^3\,с^{-1}$. По Ш. с. л., обусловленной взаимодействием частиц, определяют их концентрацию в излучающих и поглощающих объектах (см., напр., *Диагностика плазмы*).

Спектральные линии с очень малой шириной реализуются при ядерных переходах в кристаллах при *Мёссбауэра*

эффекте, узкие спектральные линии испускаются квантовыми генераторами — мазерами и лазерами.

Лит.: Konjevic N., Dimitrijevic M. S., Wiese W. L., Experimental stark widths and shifts for spectral lines of neutral atoms, «J. Phys. Chem. Ref. Data», 1984, v. 13, № 3, p. 619; Konjevic N., Dimitrijevic M. S., Experimental stark widths and shifts for spectral lines of positive ions, там же, p. 649; см. также лит. при ст. *Уширение спектральных линий.*

Е. А. Юков.

ШИРИНА́ У́РОВНЯ — неопределённость энергии квантовомеханич. системы (атома, молекулы и др.), обладающей дискретными уровнями энергии $\mathscr{E}_k$ в состоянии, к-рое не является строго стационарным. Ш. у. $\Delta\mathscr{E}_k$, характеризующая размытие уровня энергии, его уширение, зависит от ср. длительности пребывания системы в данном состоянии — времени жизни на уровне τ_k и, согласно *неопределённостей соотношению* для энергии и времени, $\Delta\mathscr{E}_k \approx \hbar/\tau_k$. Для строго стационарного состояния системы $\tau_k = \infty$ и $\Delta\mathscr{E}_k = 0$. Время жизни τ_k, а следовательно, и Ш. у. обусловлены возможностью *квантовых переходов* системы в состояния с др. энергиями. Для свободной системы (напр., для изолир. атома) спонтанные излучат. переходы с уровня $\mathscr{E}_k$ на нижележащие уровни $\mathscr{E}_i$ ($\mathscr{E}_i < \mathscr{E}_k$) определяют радиационную, или естественную, Ш. у.: $(\Delta\mathscr{E})_{\text{рад}} \approx \hbar A_k$, где $A_k = \sum_i A_{ki}$ — полная вероятность спонтанного испускания с уровня $\mathscr{E}_k$, A_{ki} — *Эйнштейна коэффициенты* для спонтанного испускания. Уширение уровня может быть вызвано также спонтанными безызлучат. переходами, напр. для радиоакт. атомного ядра — *альфа-распадом*. Ширина атомного уровня очень мала по сравнению с энергией уровня. В др. случаях (напр., для возбуждённых ядер, вероятность квантовых переходов к-рых обусловлена испусканием нейтронов и очень велика) Ш. у. может стать сравнимой с расстоянием между уровнями. Любые взаимодействия, увеличивающие вероятность перехода системы в др. состояния, приводят к дополнит. уширению уровней. Примером может служить уширение уровней атома (иона) в плазме в результате его столкновения с ионами и электронами (см. *Излучение плазмы*). В общем случае полная Ш. у. пропорц. сумме вероятностей всех возможных переходов с этого уровня — спонтанных и вызванных разл. взаимодействиями.

Лит. см. при ст. *Ширина спектральной линии.*

М. А. Ельяшевич.

ШИРО́КИЕ АТМОСФЕ́РНЫЕ ЛИ́ВНИ — потоки *лептонов* (электронов, мюонов) и *адронов*, возникающие в атмосфере в результате взаимодействия первичных космич. частиц сверхвысокой энергии ($\mathscr{E}_0 > 10^5$ ГэВ) с ядрами атомов воздуха. Поперечные размеры Ш. а. л. достигают неск. км. Ш. а. л. обнаруживаются и изучаются с помощью систем *детекторов* частиц, расположенных в горизонтальной плоскости и включённых в схему совпадений (см. *Совпадений метод*). Развиты также методы регистрации черенковского и ионизац. свечения атмосферы под воздействием Ш. а. л. и радиоизлучения Ш. а. л. Ливни впервые обнаружены П. Оже (P. Augez) и Р. Маза (R. Maze) в 1938 с помощью системы газоразрядных детекторов, расположенных на одной плоскости на расстояниях ~ 100 м друг от друга. В 1949 на Памире были зарегистрированы Ш. а. л. при раздвижении детекторов до 1 км.

Источником Ш. а. л. являются *электронно-ядерные ливни*, порождаемые космич. протонами и более тяжёлыми ядрами с последующим развитием электронно-фотонного и ядерного каскадов в атмосфере. Углы вылета частиц в первом акте взаимодействия адрона, вызывающего Ш. а. л., малы: $\theta \lesssim 10^{-5}$ рад. Поэтому развитие каскада происходит по направлению движения первичной частицы и Ш. а. л. имеет осевую симметрию относительно этого направления (небольшие отклонения от осевой симметрии могут возникать под влиянием магн. поля Земли). Плотность частиц максимальна около оси и уменьшается с расстоянием. С расстоянием от оси меняется и состав частиц в ливне. Вблизи оси 98% всех частиц составляют электроны (и фотоны) с небольшой примесью адронов высокой энергии. На расстояниях ~ 200 м электроны составляют лишь 80% потока, а остальные 20% — мюоны, к-рые появляются в ливне из-за распада заряж. пионов и каонов. Возникнув на больших высотах, где атмосфера разрежена, мюоны слабо поглощаются при дальнейшем движении к поверхности Земли и успевают до уровня наблюдения отойти на значит. расстояние от оси ливня.

Ш. а. л. можно представить в виде тонкого диска, состоящего из частиц, движущихся со скоростью, близкой к c, по направлению первичной частицы (рис. 1). В центре толщи-

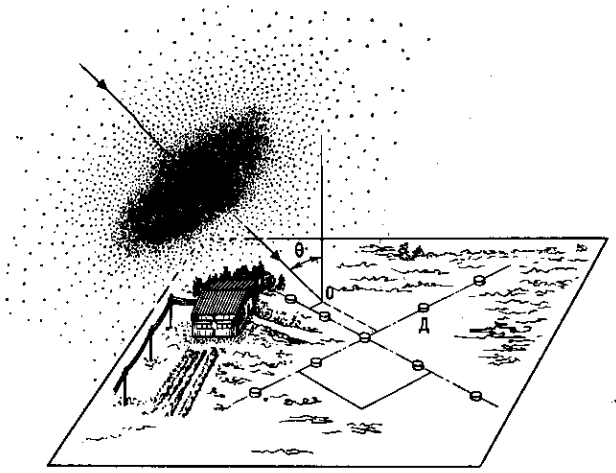


Рис. 1. Диск, образованный частицами широкого атмосферного ливня, приближается к установке под углом θ; Д — детекторы.

на диска минимальна ($\sim 1{,}5$ м), а на больших расстояниях увеличивается и на расстоянии 100 м от оси может достигать 50 м. В переднем фронте диска движутся электроны, частицы большей массы запаздывают и населяют «хвост» Ш. а. л. Фронт диска имеет кривизну, радиус к-рой на расстоянии $\gtrsim 200$ м от оси $\sim 1{,}5$ км.

В электронно-ядерном ливне, генерированном первичной космич. частицей, часть её энергии передаётся нейтральным *пи-мезонам* π^0. Распадаясь, они дают начало электронно-фотонному каскаду. Заряж. пионы после распада образуют мюоны и нейтрино, к-рые достигают поверхности Земли. Ок. половины энергии сохраняется у адрона высокой энергии, к-рый порождает следующий электронно-ядерный ливень. Этот процесс повторяется многократно. В земной атмосфере укладывается до десятка пробегов ядерного взаимодействия λ (рис. 2). Совокупность электронно-фотонных каскадов, а также мюонов и др. частиц от всех последовательных взаимодействий и образует Ш. а. л.

Прямые данные о ядерном составе космич. лучей и характеристиках элементарного акта взаимодействия в области сверхвысоких энергий отсутствуют. Однако сравнение результатов расчёта с экспериментом позволяет сделать заключения об изменениях характеристик элементарного акта и ядерного состава космич. лучей с ростом энергии.

Ряд особенностей Ш. а. л. может быть понят на основе теории *электронно-фотонных ливней*. Напр., поперечный размер электронной компоненты Ш. а. л. определяется кулоновским рассеянием электронов и, следовательно, его среднеквадратичный радиус $\sqrt{\langle R^2 \rangle} = 0{,}9\, r_0$, где r_0 — мольеровский радиус, $r_0 = 9{,}5$ г/см^2 (70 м на уровне моря). Среднеквадратичный радиус Ш. а. л., выраженный в единицах r_0, не зависит от высоты (радиус, выраженный в метрах, уменьшается с глубиной в атмосфере). Величина $\sqrt{\langle R^2 \rangle}$ не зависит и от энергии первичной частицы, вызвавшей ливень, но реальный размер ливня, т. е. расстояние от оси, на к-ром ещё существуют коррелированные части-

цы, растёт с энергией. При предельно высоких энергиях ($\mathscr{E}_0 \gtrsim 10^{11}$ ГэВ) ливень покрывает площадь в сотни км^2.

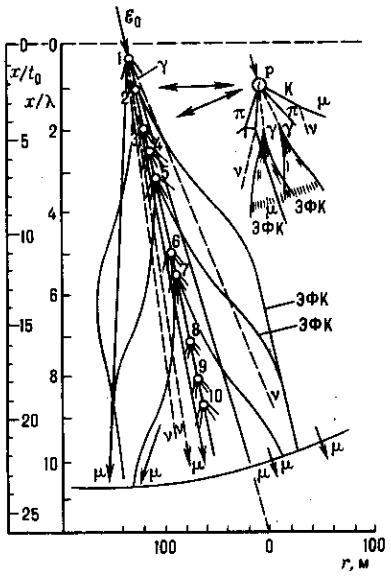


Рис. 2. Ядерный каскад в атмосфере. Цифрами показаны точки последовательных взаимодействий адрона высокой энергии; ЭФК — электронно-фотонный каскад, t_0 — радиационная единица длины.

Пространственные характеристики ливня изучаются в ф-ции расстояния от оси ливня r, выраженного в мольеровских единицах $x = r/r_0$. Напр., плотность частиц $\rho_e(x) = (N_e/r_0^2) f_e(x)$, где N_e — число частиц (электронов) в ливне на уровне наблюдения, $f_e(x)$ — нормированная ф-ция пространственного распределения, не зависящая от числа частиц N_e. Каскадная теория приводит к зависимости

$$\rho_e(x) = (N_e/r_0^2)\, C(s)\, x^{s-2,15} (x+1)^{s-4,5}, \qquad (1)$$

где s — параметр, характеризующий «возраст ливня», $C(s)$ меняется от 0,16 до 0,4 при изменении s от 0,5 до 1,5. Особенностью теории, учитывающей пространственное распределение частиц (а не только продольное развитие ливня), является рост s при уменьшении x. При $s \to 2$ плотность частиц перестаёт меняться с расстоянием. Область, где существует такой режим ($r \leqslant 1$ м), наз. стволом ливня.

Сравнение теории с экспериментом позволяет определить s. Каждый из детекторов Д на рис. 3 измеряет плотность частиц и время прихода фронта ливня с точностью до нс. Распределение плотности частиц определяет положение максимума плотности, т. е. оси ливня, а по времени запаздывания прихода фронта в разные детекторы вычисляется угол θ наклона оси. При этом оказалось, что s составляет 1,2 на уровне моря и 1,1 на высоте гор. Столь слабая зависимость s от глубины — следствие электронно-ядерной природы каскада. Адроны высокой энергии, идущие в стволе, всё время подпитывают ливень и замедляют его «старение». На ядерные процессы указывает и медленное поглощение электронов ливня в атмосфере. В глубине атмосферы электроны Ш. а. л. движутся в равновесии с адронами.

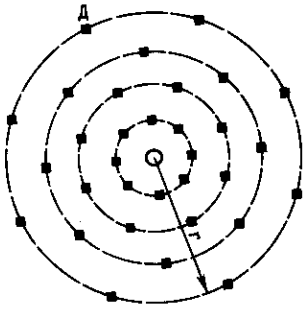


Рис. 3. Круговая установка для регистрации электронной компоненты ливня; ■ — сцинтилляционные детекторы или группы годоскопических счётчиков.

Зная распределение плотностей частиц в установке и предполагая осевую симметрию ливня, можно найти полное число частиц (электронов) в ливне на уровне наблюдения:

$$N_e = 2\pi \int \rho_e(r)\, r\, dr. \qquad (2)$$

Можно также построить спектр ливней по числу частиц $K(N_e, x)$ на разных глубинах x уровня наблюдения в атмосфере (рис. 4). На уровне моря этот спектр имеет вид

$$K = 2 \cdot 10^{-10} (N_e/10^5)^{-1,5 \pm 0,07}\ (\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{ср})^{-1},\ 10^4 < N_e < 10^6,$$

$$K = 6{,}3 \cdot 10^{-12} (N_e/10^6)^{-2,0 \pm 0,07}\ (\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{ср})^{-1},\ N_e > 10^6.$$

Эта зависимость установлена до $N_e \sim 10^7$.

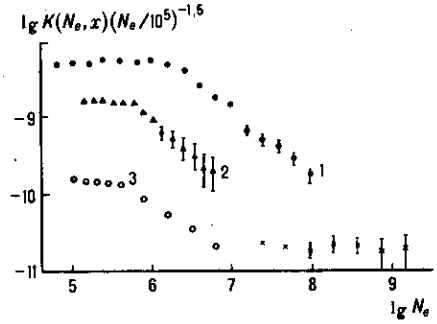


Рис. 4. Спектры ливней по числу частиц на различных глубинах в атмосфере: 1) $x = 500$ г/см^2, 2) $x = 700$ г/см^2, 3) $x = 1000$ г/см^2 (уровень моря).

Используя модельные расчёты продольного развития ядерного каскада в атмосфере и измеренное число электронов N_e, можно оценить энергию первичной частицы, вызвавшей ливень. В случае чистого электронно-фотонного каскада это возможно. Однако в электронно-ядерном ливне существуют значит. колебания числа частиц (при фиксир. энергии), вызванные флуктуациями глубины первого акта взаимодействия и доли энергии, передаваемой вторичным частицам. С учётом этих флуктуаций можно установить связь между N_e и ср. энергией $\mathscr{E}_0$ первичной частицы. Это позволило Г. Б. Христиансену с сотрудниками сделать вывод об изменении спектра первичного космич. излучения для энергий $\mathscr{E}_0 \sim 4 \cdot 10^6$ ГэВ.

Изучение Ш. а. л. ведётся с помощью комплексных установок, включающих систему детекторов для регистрации электронов, по распределению к-рых определяют положение оси Ш. а. л., угла её наклона θ, числа частиц. Др. система детекторов служит для измерения адронной и мюонной компонент, а также для регистрации черенковского свечения атмосферы под воздействием Ш. а. л. (рис. 5). Измеряется не только число частиц разного сорта, но и их энергия и пространственное распределение. Электроны макс. энергии сосредоточены вблизи оси, где их ср. энергия $\mathscr{E}_e = 5$ ГэВ, а их ср. энергия по всему ливню 0,2 ГэВ. Поэтому полная энергия электронно-фотонной компоненты на уровне моря $\mathscr{E}_{эф} = 0{,}2\, N_e$ ГэВ. Адроны высокой энергии ($\mathscr{E}_a \sim 10^3$ ГэВ) сосредоточены в стволе Ш. а. л. на расстоянии 1—2 м от оси. Их свойства изучают с помощью *ионизационных калориметров*, фотоэмульсионных и *рентгеноэмульсионных камер*. Число адронов с $\mathscr{E}_a > 1$ ГэВ не превышает 1% от числа электронов, а суммарная энергия примерно равна энергии электронно-фотонной компоненты ($\mathscr{E}_{aa} = 0{,}15\, N_e$ ГэВ). Эта энергия обеспечивает непрерывную подпитку электронно-фотонного каскада.

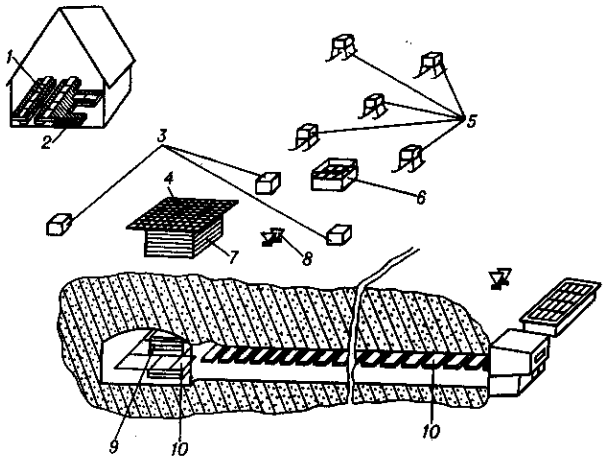


Рис. 5. Комплексная установка для изучения широкого атмосферного ливня на Тянь-Шане: *1* — детектор электронов (до 45 м^2); *2* — детектор мюонов (45 м^2); *3* — детектор времени прихода частиц ливня; *4* — сцинтилляционные детекторы (64 м^2); *5* — детекторы положения ствола ливня; *6* — годоскопические счётчики; *7* — ионизационный калориметр; *8* — детекторы для регистрации черенковского излучения ливня; *9* — подземный калориметр; *10* — подземный детектор мюонов.

Мюоны с энергией $\mathscr{E}_\mu > 300$ МэВ регистрируются с помощью детекторов, экранированных толстыми слоями Pb (до 20 см); беззазорные магниты из намагниченного железа позволяют измерять энергию мюонов до 500 ГэВ и их электрич. заряд (рис. 6). Усреднённое пространственное распределение мюонов $10^5 < N_\mu < 10^7$ имеет вид (r в м)

$$\rho_\mu = N_\mu \cdot 2{,}5 \cdot 10^{-4} r^{-0{,}5} \exp(-r/80)\ \text{м}^{-2}.$$

Полная энергия мюонов, определяемая по их спектру на уровне моря, превышает энергию электронов и адронов, $\mathscr{E}_\mu = 8{,}7 \cdot N_e^{0{,}8}$ ГэВ.

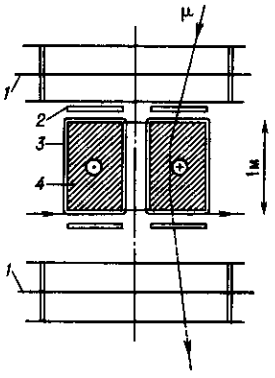


Рис. 6. Подземный магнитный спектрометр (МГУ) для изучения мюонов высокой энергии: *1* — искровые камеры; *2* — сцинтилляционные детекторы; *3* — обмотка электромагнита; *4* — намагниченное железо; μ — трек мюона.

Одной из компонент Ш. а. л. является черенковское излучение. Коэф. преломления света n в воздухе мал: $n-1=\eta=2{,}9\cdot10^{-4}\exp(-h/7{,}1)$, h — высота над уровнем моря в км. Поэтому угол вылета и кол-во излучаемых фотонов N_Φ малы: $\theta_{\text{макс}} \approx \sqrt{2\eta}$, $dN_\Phi/dl = 780\,\eta$ см$^{-1}$. На высоте 20 км образуется лишь 0,1 фотон/см. Однако число частиц в ливне велико, и кратковременная вспышка черенковского излучения (см. *Черенкова — Вавилова излучение*) от этих частиц может (при благоприятных условиях) превосходить флуктуации свечения ночного неба. Для регистрации черенковского излучения Ш. а. л. используются детекторы с фотоумножителями (рис. 7). Система таких детекторов позволяет вычислить полное кол-во фотонов от черенковской вспышки.

В отличие от детекторов частиц, черенковские детекторы излучения позволяют измерить полное число фотонов,

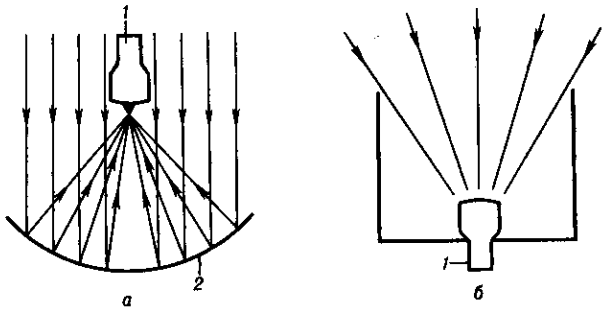


Рис. 7. *а* — Детектор большой площади с малым телесным углом; *б* — широкоапертурный детектор малой площади; *1* — фотоумножитель, *2* — параболическое зеркало.

образовавшихся во всей атмосфере, т. е. использовать атмосферу в качестве калориметра. Полное число испущенных фотонов

$$Q = \alpha \int_0^{x_0} \frac{dN_\Phi(t)}{dt} N_e(t)\,dt,$$

где α — усреднённая доля частиц с энергией, превышающей пороговую для черенковского излучения ($\alpha = 0{,}4$), а t — путь, выраженный в лавинных единицах (от точки взаимодействия до уровня наблюдения x_0). В результате подстановки численных значений α и $dN_\Phi(t)/dt$

$$Q = 2{,}5 \cdot 10^3 \int_0^{x_0} N_e(t)\,dt.$$

Т. к. энергия первичной частицы, выделившаяся в атмосфере, равна $\mathscr{E} = \varepsilon \int_0^{x_0} N_e(t)\,dt$ (ε — критич. энергия), то $\mathscr{E} = 3{,}25 \cdot 10^{-5}\,Q$ ГэВ. Чтобы получить полную энергию первичной частицы $\mathscr{E}_0$, к этой величине необходимо добавить энергию, поглощённую ниже уровня наблюдения.

С помощью комплексных установок получена связь между числом частиц и энергией первичной частицы $\mathscr{E}_0$, измеренной по черенковскому излучению. Для высоты Памира (4000 м над уровнем моря) $\mathscr{E}_0 = 80{,}7\ N_e^{0{,}8}$ ГэВ. Это позволило установить, что излом спектра первичного космич. излучения (рис. 4) происходит при энергии $4 \cdot 10^6$ ГэВ, а наклон степенного спектра изменяется от 1,8 при $\mathscr{E} < 4 \cdot 10^6$ до 2,3 при большей энергии.

Энергия радиоизлучения Ш. а. л. значительно меньше черенковского излучения в видимой области. Обусловлено это тем, что электроны и позитроны вызывают поляризацию атмосферы противоположного знака и поле скомпенсировано, т. к. расстояние между частицами меньше длины волны излучения. Излучение всё же возникает вследствие существования δ-электронов (т. е. электронов высокой энергии, появляющихся при ионизации атомов заряж. частицами Ш. а. л.) и аннигиляции позитронов, а также из-за поляризации всего ливня в магн. поле Земли. Регистрация ведётся на частотах в десятки МГц. Радиоизлучение наблюдается на расстояниях в неск. км от ливня, что значительно увеличивает эфф. площадь установки и позволяет продвинуться в область предельно высоких энергий. Исследования проводились в Москве, Якутске, Аделаиде (Австралия) и др.

В США (в Университете Юта) изучается ионизац. свечение Ш. а. л. — свечение возбуждённых атомов азота. Установка включает 67 зеркал диаметром ок. 1,5 м и 880 фотоумножителей. Каждый фотоумножитель регистрирует свет в пределах телесного угла $6{,}57 \cdot 10^{-3}$ ср, а в сумме под наблюдением находится вся верх. полусфера. Такая структура напоминает фасеточный глаз насекомого и получила название «мушиный глаз». Она позволяет регистрировать траекторию ливня в атмосфере, а по яркости каждого

участка проследить за продольным развитием ливня. Время высвечивания 10^{-8} с, $\lambda = 250—450$ нм. Интенсивность свечения возбуждённых атомов мала, но, в отличие от направленного черенковского излучения, оно изотропно и на расстояниях более 5 км от оси превалирует над черенковским.

Использование Ш. а. л. позволяет найти верх. границы энергетич. спектра космич. излучения и исследовать точечные источники космич. излучений, анизотропию первичного излучения, установить ядерный состав космич. лучей. В России и США разработаны проекты установок для изучения Ш. а. л. предельно высокой энергии площадью в тысячи км^2.

Лит.: Христиансен Г. Б., Куликов Г. В., Фомин Ю. А., Космическое излучение сверхвысокой энергии, М., 1975.

В. С. Мурзин.

ШИРОКОПОЛО́СНАЯ АНТЕ́ННА — *антенна*, осн. электрич. характеристики к-рой — диаграмма направленности (ДН), входное сопротивление, поляризац. свойства — мало меняются при изменении частоты колебаний. Ш. а. применяется для излучения или приёма широкополосных сигналов; позволяет также без перестройки работать при переходе с одной частоты на другую. Обычно к Ш. а. относят антенны, сохраняющие характеристики в полосе частот св. 10%. Если отношение максимальной рабочей частоты к минимальной (перекрытие частот) составляет 5:1 и более, такие антенны называют сверхширокополосными (США) или частотно-независимыми.

Для слабонаправленных антенн обычной конструкции, таких, как линейный вибратор, полоса рабочих частот определяется гл. обр. частотной зависимостью входного сопротивления, поскольку вследствие малых размеров излучателей (в долях длины волны λ) ДН таких антенн слабо зависит от частоты. Частотную зависимость входного сопротивления антенн вибраторного типа можно ослабить при увеличении толщины плеч вибраторов (вибраторы с пониженным волновым сопротивлением) или приданием им конич. формы. Др. способ расширения полосы рабочих частот вибраторов заключается в использовании разл. рода шунтов, устанавливаемых, напр., в плечах петлевого вибратора Пистолькорса либо замыкающих плечи плоских или объёмных конич. вибраторов в их середине (шунтовой вибратор Айзенберга) или в раскрыве. Полоса рабочих частот таких антенн по входному сопротивлению десятки и даже сотни процентов, однако при этом может наблюдаться существ. изменение ДН. При расположении Ш. а. над поверхностью экрана (Земли) важным фактором, влияющим на полосу рабочих частот, является частотная зависимость ДН, обусловленная интерференцией полей, излучаемых непосредственно антенной и отражаемых от экрана.

Сравнительно широкополосны антенны бегущей волны (АБВ): диэлектрич. стержневые антенны, однозаходные цилиндрические и конические спиральные антенны, применяемые на дециметровых и сантиметровых волнах. Рупорные антенны весьма широкополосны по входному сопротивлению (почти с двукратным перекрытием), однако ширина осн. лепестка ДН меняется обратно пропорционально частоте. Устранить эту зависимость можно за счёт спец. конструкции стенок рупора, выполняя их гофрированными или перфорированными. В диапазоне декаметровых волн в качестве Ш. а. применяют ромбические антенны и проволочные АБВ (обладающие, правда, низким кпд).

Широкополосные свойства остронаправленных антенн параболического и линзового типов определяются гл. обр. широкополосностью облучателей. Присущая этим антеннам, как и другим апертурным излучателям, зависимость ширины ДН от размеров антенны в долях λ может быть скомпенсирована подбором спец. облучателя, меняющего ширину лепестка, облучающего антенну, при изменении частоты колебаний. Широкополосность др. типа остронаправленных антенн — многоэлементных антенных решёток (АР) из слабонаправленных излучателей — ограничена, помимо широкополосности излучающих элементов и схемы, обеспечивающей требуемое фазирование элементов, изменением шага решётки (расстояния между соседними излучателями) в долях λ при изменении частоты. Последнее обстоятельство может вызвать появление дополнит. максимумов в ДН на высоких частотах.

К числу США относятся антенны в виде логарифмич. спиралей, плоских или конических. Сверхширокополосные свойства этих и подобных антенн определяются совокупностью неск. факторов. Главный из них связан с явлением отсечки токов, т. е. резким ослаблением амплитуды токов (в передающем режиме) вне нек-рой «активной области», формирующей излучение. Размеры активной области при изменении частоты остаются постоянными в долях соответствующей этой частоте длине волны λ, что обеспечивает сохранение электрич. характеристик. Др. фактор, обеспечивающий неизменное значение входного сопротивления в полосе частот, обусловлен совпадением формы щелевой части антенны с металлической (т. н. принцип самодополнительности). Принцип отсечки токов реализуется также в плоских арифметических (архимедовых) спиралях. К США, обеспечивающим более чем десятикратное перекрытие рабочих частот, относятся также логопериодич. антенны (ЛПА), применяемые как в диапазоне СВЧ, так и на декаметровых волнах. Использование ЛПА в АР позволяет существенно повысить их широкополосность, если излучатели располагать по радиусу в определённом круговом секторе.

Лит.: Сверхширокополосные антенны, пер. с англ., М., 1964; Коротковолновые антенны, 2 изд., М., 1985; Сазонов Д. М., Антенны и устройства СВЧ, М., 1988.

Г. А. Ерохин.

ШКАЛА́ ИЗМЕРЕ́НИЙ — основополагающее понятие метрологии, позволяющее количественно или к.-л. другим способом определить свойство объекта. Ш. и. является более общим понятием, чем *единица физической величины*, отсутствующая в нек-рых видах *измерений*. Ш. и. необходимы как для количественных (длина, темп-ра), так и для качественных (цвет) проявлений свойств объектов (тел, веществ, явлений, процессов). Проявления свойства образуют множество, элементы к-рого находятся в определ. логич. отношениях между собой, т. е. являются т. н. системой с отношениями. Имеются в виду отношения типа «эквивалентность» (равенство), «больше», «меньше», возможность «суммирования» элементов или «деления» одного на другой. Ш. и. получается гомоморфным отображением множества элементов такой системы с отношениями на множество чисел или, в более общем случае,— на знаковую систему с аналогичными логич. отношениями. Такими знаковыми системами, напр., являются: множество обозначений (названий) цветов, совокупность классификац. символов или понятий, множество названий состояний объекта, множество баллов оценки состояний объекта и т. п. При таком отображении используется модель объекта, достаточно адекватно (для решения измерит. задач) описывающая логич. структуру рассматриваемого свойства этого объекта.

В соответствии с логич. структурой свойств в теории измерений принято в основном различать 5 типов Ш. и.: шкалы наименований, порядка, разностей (интервалов), отношений и абс. шкалы (см. табл.).

Шкала наименований характеризуется только отношением эквивалентности к.-л. качественного проявления свойства. Пример такой Ш. и.— классификация (оценка) цвета объекта по наименованиям (красный, белый, синезелёный и т. д.), опирающаяся на стандартные атласы цветов (в атласах цвета могут обозначаться усл. номерами). Измерения выполняются путём сравнения при определ. освещении образцов цвета из атласа с исследуемым цветом и установления их эквивалентности.

Шкала порядка описывает свойства, для к-рых имеют смысл не только отношение эквивалентности, но и отношение порядка по возрастанию или убыванию количественного проявления свойства. Характерный пример шкал порядка — шкалы чисел твёрдости тел, шкалы баллов землетрясений, шкалы баллов ветра и т. д. В такого рода шкалах в принципе нет возможности введения единицы измерений, также не имеют смысла суждения, во сколько

Характеристики шкал измерений

Признак	Тип шкалы					
	Наименований	Порядка	Разностей (интервалов)	Отношений		Абсолютные
				1-го рода	2-го рода	
Соотношения между проявлениями свойств	Эквивалентность	Эквивалентность, порядок	Эквивалентность, порядок, пропорциональность или суммирование интервалов	Эквивалентность, порядок, пропорциональность	Эквивалентность, порядок, суммирование	Эквивалентность, порядок, пропорциональность или суммирование
Наличие нуля	Не имеет смысла	Необязательно	Устанавливается по соглашению	Вводится естественным образом		
Наличие единицы измерений	Не имеет смысла		Устанавливается по соглашению			Имеется естественная безразмерная единица
Возможные преобразования шкалы	Изоморфное отображение	Монотонные	Линейные	Умножение на число		Отсутствуют

раз больше или меньше проявления конкретных свойств. Разл. варианты шкал порядка для одного и того же свойства связаны между собой монотонными зависимостями. В шкалах порядка может быть (иметь смысл) нуль или его может не быть. Так, шкалы твёрдости начинаются с нек-рого ненулевого значения, сейсмич. шкала начинается с одного балла, а шкала Бофорта для силы ветра — с нулевого значения.

Шкала разностей (интервалов) отличается от шкалы порядка тем, что для описываемого ею свойства имеют смысл не только отношения эквивалентности и порядка, но и пропорциональности или суммирования интервалов (разностей) между разл. количественными проявлениями свойства. Характерный пример — шкалы времени; интервалы времени можно суммировать или вычитать, складывать же даты к.-л. событий бессмысленно. Шкалы разностей имеют усл. нуль, опирающийся на к.-л. репер (напр., шкала Цельсия, см. *Температурная шкала*).

Шкала отношений описывает свойства, ко множеству количественных проявлений к-рых применимы отношения эквивалентности, порядка, пропорциональности или суммирования (а следовательно, и вычитания, и умножения). В шкале отношений существует естеств. критерий нулевого количественного проявления свойства, т. е. нуль имеет не усл. значение, а вполне определ. физ. смысл. Примеры шкал отношений — шкала массы, термодинамич. температурная шкала.

Абсолютные шкалы обладают всеми признаками шкал отношений, но дополнительно в них существует естественное однозначное определение единицы измерения. Такие Ш. и. соответствуют относит. величинам — отношениям одноимённых физ. величин, описываемых шкалами отношений. К таким величинам относятся коэф. усиления, добротность колебат. системы, коэф. ослабления и т. п. Среди абс. шкал выделяются ограниченные по диапазону шкалы, значения к-рых находятся в пределах от 0 до 1. Они характерны для кпд, амплитудной модуляции и т. п. величин.

Большинство свойств, к-рые рассматривают в практич. метрологии, описывается одномерными Ш. и. Однако имеются свойства, к-рые в принципе можно описать только многомерными шкалами. Таковы, напр., трёхмерные шкалы цвета в *колориметрии*. Шкалы сортности изделий и продуктов в общем случае являются многомерными шкалами наименований и опираются на ряд факторов, каждый из к-рых определяется по специализир. шкалам наименований порядка или по общим шкалам интервалов, отношений и абсолютным, описывающим общепринятые физ. величины и параметры (напр., размеры изделия).

Практич. реализация шкал конкретных свойств достигается путём стандартизации шкал и единиц измерений, а также способов и условий их однозначного воспроизведения *эталонами* и средствами измерений. Понятие единицы измерений, неизменной для любых участков шкалы, имеет смысл только для шкал отношений и разностей, а также для абс. шкал. В соответствии с этим положением единицы измерений, охватываемые междунар. системой единиц, соответствуют величинам, описываемым только шкалами отношений и разностей. Конкретные матем. ф-лы в науке и технике могут связывать также только такие величины и разности величин, к-рые описываются соответственно шкалами отношений, разностей и абсолютными. Поэтому измерения в шкалах порядка и наименований иногда наз. оцениванием.

Для шкал отношений и разностей в нек-рых случаях оказывается недостаточным установление только единиц измерений. Так, даже для таких величин, как время, сила света, темп-ра, к-рым в международной системе единиц соответствуют осн. единицы — секунда, кандела, кельвин, практич. системы измерений опираются также на спец. Ш. и. Кроме того, сами единицы в ряде случаев определяются с использованием *фундаментальных физических констант* или метрологич. констант (см., напр., *Кандела*).

По мере развития метрологии наблюдается тенденция рассматривать в качестве объектов измерений все новые, и не только физические, свойства и соответствующие им величины. Так, напр., формируется и описан метрологич. подход к изучению и описанию свойств биол., психологич., социальных (в т. ч. экономических) систем, создаются новые и совершенствуются уже существующие Ш. и.

Лит.: Пфанцагль И., Теория измерений, пер. с англ., М., 1976; Кнорринг В. Г., Теоретические основы информационно-измерительной техники. Основные понятия теории шкал. Конспект лекций, Л., 1983; Пиотровский Я., Теория измерений для инженеров, пер. с польск., М., 1989; Брянский Л. Н., Дойников А. С., Краткий справочник метролога, М., 1991; Кнорринг В. Г., Шкалы, используемые при измерениях, «Измерит. техника», 1992, № 6, с. 11; Брянский Л. Н., Дойников А. С., Крупин Б. Н., Шкалы, единицы и эталоны, там же, с. 4; Брянский Л. Н., Дойников А. С., Кнорринг В. Г., Реализация передачи размера единиц и шкал измерений, там же, 1992, № 11, с. 8.

А. С. Дойников.

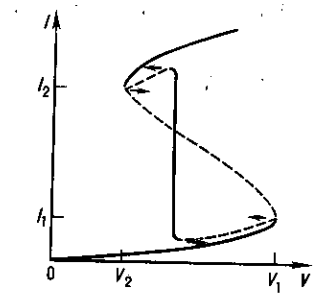
ШЛИ́РЕН-МЕ́ТОД (от нем. Schliere — оптич. неоднородность) — метод определения оптич. неоднородностей в прозрачных преломляющих телах и дефектов отражающих поверхностей; то же, что *теневой метод*.

ШМИ́ДТА ЧИСЛО́ — диффузионный эквивалент *Прандтля числа*; определяется как отношение коэф. кинематич. *вязкости* среды ν к коэф. диффузии D нек-рой примеси к ней: $Sc=\nu/D$. Ш. ч. — критерий подобия диффузионных явлений в двух потоках вязкой жидкости. Безразмерный коэф. массопереноса (диффузионное *Нуссельта число*) в движущейся несжимаемой среде является ф-цией Ш. ч. и *Рейнольдса числа*. В литературе Ш. ч. часто наз. диффузионным числом Прандтля.

Лит.: Гребер Г., Эрк С., Григулль У., Основы учения о теплообмене, пер. с нем., М., 1958; Лыков А. В., Михайлов Ю. А., Теория тепло- и массопереноса, М.—Л., 1963.

ШНУРОВА́НИЕ ТО́КА — возникновение в диэлектриках и полупроводниках в сильных электрич. полях токовой нити (шнура) радиусом R, меньшим поперечного размера

образца. Плотность тока в шнуре больше, чем в окружающем объёме. Несмотря на то что сечение токового шнура обычно во много раз меньше площади сечения образца, может оказаться, что практически весь ток протекает в шнуре. Ш. т. возникает, если вольт-амперная характеристика (ВАХ) проводника настолько сильно отклоняется от закона Ома, что принимает *S*-образную форму (см. *Отрицательное дифференциальное сопротивление*). Такая ВАХ характерна для веществ, уд. электропроводность к-рых быстро растёт с увеличением темп-ры (из-за увеличения концентрации носителей заряда или их подвижности); нагревание за счёт джоулева тепла приводит к увеличению проводимости и аномальному росту тока. Состояния с однородным по сечению распределением плотности тока j неустойчивы на падающем участке *S*-образной характеристики, когда заданный (сопротивлением нагрузки) ток I больше I_1, но меньше I_2 (рис.). В этом интервале токов устойчивым является состояние с токовым шнуром. Толщина l переходного слоя от области высокой плотности тока в шнуре к окружающей его области с низкой плотностью тока определяется теплопроводностью, диффузией носителей заряда и т. п. При больших I, когда $R \gg l$, с ростом тока лишь увеличивается R, напряжение же V не меняется (рис.) и равно т. н. напряжению поддержания пробоя; соответствующий участок ВАХ — вертикальная прямая, что является характерным признаком Ш. т.



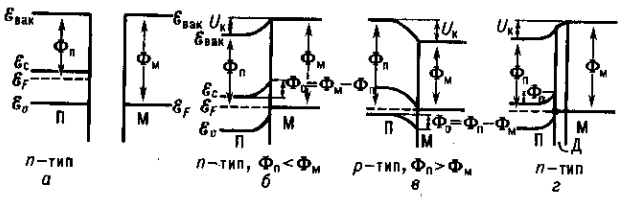
Зависимость тока I от напряжения V при шнуровании тока. Сплошные кривые — устойчивые участки ВАХ: нижний и верхний соответствуют однородному распределению плотности тока, средний — образованию токового шнура; пунктир — неустойчивые участки; стрелками показаны скачки напряжения, сопровождающие возникновение и исчезновение шнура при увеличении и уменьшении тока в проводнике (когда его сопротивление меньше сопротивления нагрузки в электрической цепи).

Ш. т. сопровождает пробой *полупроводников* и *диэлектриков*. При очень больших плотностях тока в шнуре джоулев нагрев в нём приводит к разрушению материала.

Лит.: Волков А. Ф., Коган Ш. М., Физические явления в полупроводниках с отрицательной дифференциальной проводимостью, «УФН», 1968, т. 96, в. 4, с. 633.

Ш. М. Коган.

ШО́ТТКИ БАРЬЕ́Р — потенциальный барьер, образующийся в приконтактном слое *полупроводника*, граничащем с металлом; исследован В. Шоттки (W. Schottky) в 1939. Для возникновения Ш. б. необходимо, чтобы *работы выхода* электронов из металла $\Phi_м$ и полупроводника $\Phi_п$ были разными. При контакте полупроводника *n*-типа проводимости с металлом, имеющим $\Phi_м > \Phi_п$, металл заряжается отрицательно, а полупроводник — положительно, т. к. электронам легче перейти из полупроводника в металл, чем обратно (при контакте полупроводника *p*-типа проводимости с металлом, обладающим $\Phi_м < \Phi_п$, металл заряжается положительно, а полупроводник — отрицательно). Возникающая при установлении равновесия между металлом и полупроводником *контактная разность потенциалов* равна: $U_к = (\Phi_м - \Phi_п)/e$, где e — заряд электрона. Из-за большой электропроводности металла электрич. поле в него не проникает, и разность потенциалов $U_к$ создаётся в приповерхностном слое полупроводника. Направление электрич. поля в этом слое таково, что энергия осн. носителей заряда в нём больше, чем в толще полупроводника. Это означает, что в полупроводнике *n*-типа энергетич. зоны в приконтактной области изгибаются вверх, а в полупроводнике *p*-типа — вниз (рис.). В результате в полупроводнике вблизи контакта с металлом при $\Phi_м > \Phi_п$ для полупроводника *n*-типа или при $\Phi_м < \Phi_п$ для полупроводника *p*-типа возникает Ш. б. высотой $\Phi_б$.



Энергетическая схема контакта металл — полупроводник: *а* — полупроводник *n*-типа и металл до сближения; *б* и *в* — идеальный контакт металла с полупроводником *n*- и *p*-типов; *г* — реальный контакт металла с полупроводником *n*-типа; М — металл; П — полупроводник; Д — диэлектрическая прослойка; $\mathscr{E}_v$, $\mathscr{E}_c$, $\mathscr{E}_{вак}$ — уровни энергии электрона у потолка валентной зоны, у дна зоны проводимости и в вакууме; $\mathscr{E}_F$ — энергия Ферми; $\Phi_п$ — работа выхода электрона из полупроводника, $\Phi_м$ — из металла; $U_к$ — разность потенциалов в приповерхностном слое полупроводника.

В реальных структурах металл — полупроводник это соотношение не выполняется, т. к. в поверхности полупроводника или в тонкой диэлектрич. прослойке, часто возникающей между металлом и полупроводником, обычно есть локальные электронные состояния; находящиеся в них электроны экранируют влияние металла так, что внутр. поле в полупроводнике определяется этими поверхностными состояниями и высота Ш. б. зависит от $\Phi_м$ менее резко, чем это может быть получено из приведённой выше ф-лы. Как правило, наибольшей высотой обладают Ш. б., получаемые нанесением на полупроводник *n*-типа плёнки Au. На высоту Ш. б. оказывает также влияние сила «электрич. изображения» (см. *Шоттки эффект*).

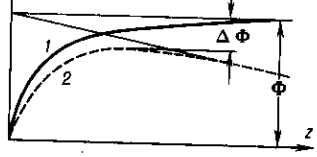
Ш. б. обладает выпрямляющими свойствами. Ток через Ш. б. при наложении внеш. электрич. поля создаётся почти целиком осн. носителями заряда. Величина тока определяется скоростью прихода носителей из объёма к поверхности, в случае полупроводника с высокой подвижностью носителей — током термоэлектронной эмиссии.

Контакты металл — полупроводник с Ш. б. используются в СВЧ-детекторах и смесителях, транзисторах, фотодиодах и др. приборах.

Лит.: Стриха В. И., Бузанева Е. В., Радзиевский И. А., Полупроводниковые приборы с барьером Шоттки, М., 1974; Стриха В. И., Теоретические основы работы контакта металл — полупроводник, К., 1974; Милнс А., Фойхт Д., Гетеропереходы и переходы металл — полупроводник, пер. с англ., М., 1975.

Т. М. Лифшиц.

ШО́ТТКИ ЭФФЕ́КТ — рост электронного тока насыщения из твёрдого тела (катода) под действием внешнего ускоряющего электрич. поля вследствие уменьшения *работы выхода* электрона из твёрдого тела (рис.). При отсутствии электрич. поля распределение потенциала U у поверхности металла имеет форму гиперболы (кривая *1* на рис.), что связано с действием сил электрич. притяжения, называ-



Распределение потенциала у поверхности металла при отсутствии (*1*) и наличии (*2*) внешнего ускоряющего электрического поля; Φ — полная работа выхода; z — расстояние от имитирующей поверхности.

емых также силами зеркального изображения, поскольку, когда электрон покидает эмиттер, он индуцирует в твёрдом теле заряд, являющийся его зеркальным изображением. При наложении внешнего однородного электрич. поля напряжённостью E потенц. барьер приобретает вид кривой 2; в результате работа выхода уменьшается на

$$\Delta\Phi = e^{3/2}E^{1/2}, \qquad (*)$$

где e — заряд электрона; последнее выражение для металлов применимо лишь для $E < 10^5$ В/см (когда начинается *автоэлектронная эмиссия*). Если источником электронного тока служит накалённый катод, то за счёт Ш. э. сила тока возрастает от I_0 до $I = I_0 \exp\left(e^{3/2}E^{1/2}/kT\right)$, где T — темп-ра катода; в случае фотокатода происходят сдвиг порога фотоэффекта в сторону больших длин волн и соответствующий рост фотоэлектронного тока при освещении катода.

При покрытии поверхности металла тонкой адсорбирующей плёнкой неоднородной структуры в характере Ш. э. возникают аномалии, связанные со сложным взаимодействием локальных электрич. полей между чистыми и покрытыми плёнкой участками поверхности. Вследствие этого зависимость (*) теряет силу, особенно в области полей $E \lesssim 10^4$ В/см (аномальный Ш. э.).

При создании электрич. поля у поверхности полупроводникового источника электронов Ш. э. приобретает значительно более сложный характер, чем в случае металла. Наряду с понижением внеш. потенц. барьера здесь наблюдается как частичное проникновение электрич. поля внутрь полупроводника на глубину, зависящую от концентрации свободных зарядов, так и его частичное экранирование слоем поверхностных зарядов. В результате электрич. поле, как правило, оказывает большее влияние на работу выхода электрона, а следовательно, и на силу электронного тока у полупроводников, чем у металлов.

На основе Ш. э. можно исследовать нек-рые электронные свойства поверхностей твёрдых тел.

ШПО́ЛЬСКОГО ЭФФЕ́КТ — возникновение квазилинейчатых электронно-колебат. спектров сложных органич. соединений, растворённых в специально подобранных растворителях при низких темп-рах. Обнаружен в 1952 Э. В. Шпольским и его сотрудниками Л. А. Климовой и А. А. Ильиной.

В обычных условиях спектры сложных органич. соединений представляют собой сплошные широкие полосы, извлечь информацию о строении молекул и их составе из таких спектров трудно или невозможно. Ш. э., позволяющий регистрировать спектры, состоящие из узких спектральных линий, даёт возможность изучать эти важные объекты.

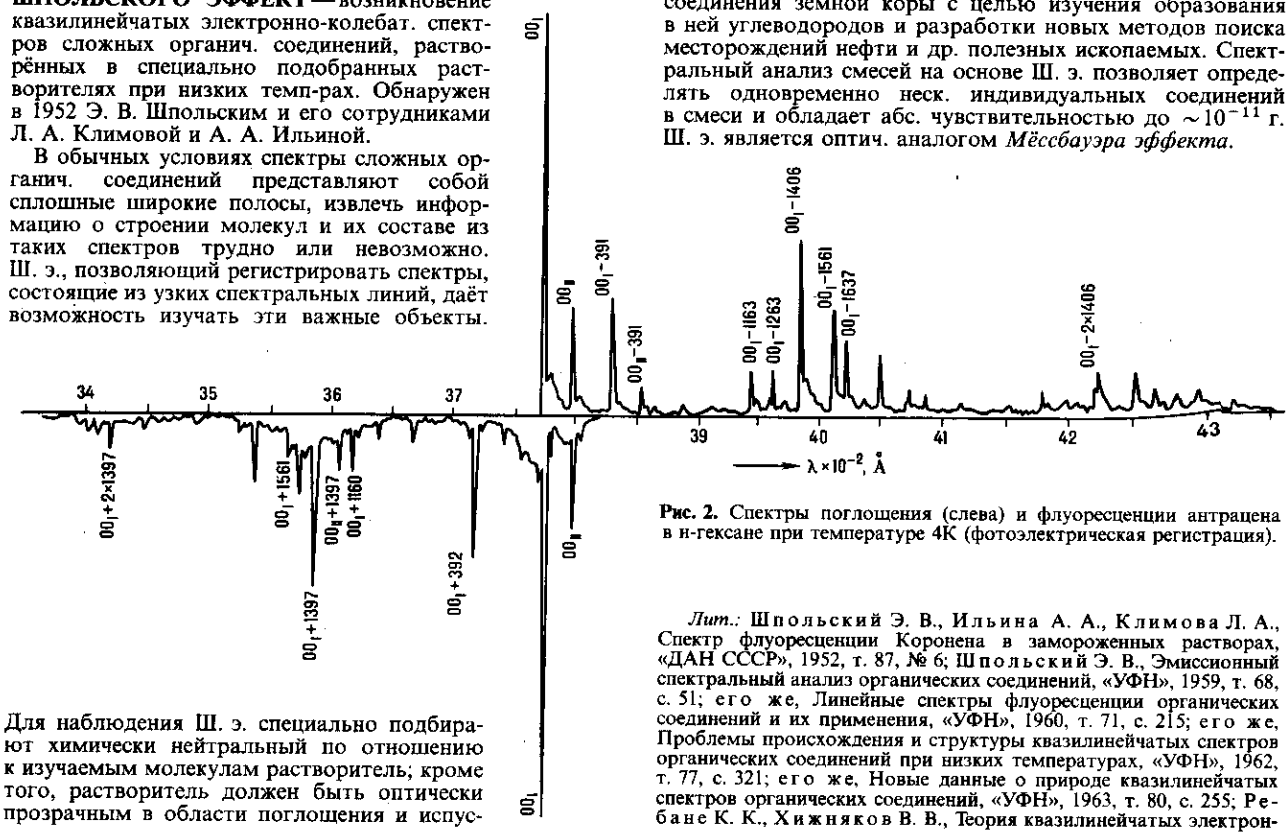


Рис. 2. Спектры поглощения (слева) и флуоресценции антрацена в н-гексане при температуре 4К (фотоэлектрическая регистрация).

Для наблюдения Ш. э. специально подбирают химически нейтральный по отношению к изучаемым молекулам растворитель; кроме того, растворитель должен быть оптически прозрачным в области поглощения и испускания изучаемых молекул. Такими свойствами обладают, напр., н-парафиновые углеводороды. Исследуемое вещество растворяют в малых концентрациях ($\sim 10^{-5}$—10^{-7} г/см), затем раствор охлаждают до темп-р ниже точки кристаллизации растворителя (в случае н-парафина — до 77 К или ниже). В этих условиях исследуемые молекулы оказываются изолированными друг от друга и жёстко закреплёнными в растворителе, что и позволяет получить спектры, состоящие из серий спектральных линий, напоминающих атомные спектры (их называют квазилинейчатыми) и обладающих ярко выраженной индивидуальностью (рис. 1, 2).

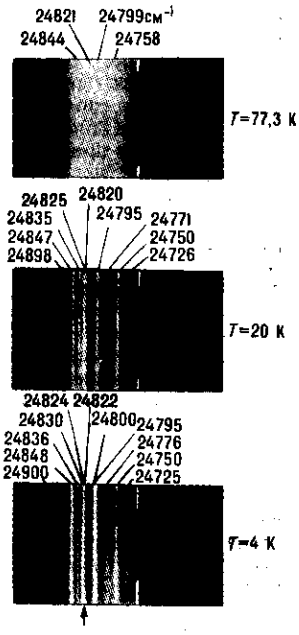


Рис. 1. Спектры 3, 4-бензпирена в н-гептане при различных температурах (регистрация на фотоплёнке).

Квазилинейчатые спектры имеют хорошо развитую колебат. структуру, что позволяет определить частоты колебаний молекул не только в основном, но и в возбуждённых состояниях. С их помощью исследуют структуру индивидуальных сложных органич. соединений, физ. и хим. свойства свободных сложных органич. радикалов; процессы фотохимии органич. соединений; изучают жизненно важные соединения (хлорофилл и его аналоги — порфирины), канцерогенные соединения, индивидуальные органич. соединения земной коры с целью изучения образования в ней углеводородов и разработки новых методов поиска месторождений нефти и др. полезных ископаемых. Спектральный анализ смесей на основе Ш. э. позволяет определять одновременно неск. индивидуальных соединений в смеси и обладает абс. чувствительностью до $\sim 10^{-11}$ г. Ш. э. является оптич. аналогом *Мёссбауэра эффекта*.

Лит.: Шпольский Э. В., Ильина А. А., Климова Л. А., Спектр флуоресценции Коронена в замороженных растворах, «ДАН СССР», 1952, т. 87, № 6; Шпольский Э. В., Эмиссионный спектральный анализ органических соединений, «УФН», 1959, т. 68, с. 51; его же, Линейные спектры флуоресценции органических соединений и их применения, «УФН», 1960, т. 71, с. 215; его же, Проблемы происхождения и структуры квазилинейчатых спектров органических соединений при низких температурах, «УФН», 1962, т. 77, с. 321; его же, Новые данные о природе квазилинейчатых спектров органических соединений, «УФН», 1963, т. 80, с. 255; Ребане К. К., Хижняков В. В., Теория квазилинейчатых электрон-

но-колебательных спектров в кристаллах. I. Теория эффекта Шпольского. II. Сравнение эффекта Шпольского с эффектом Мёссбауэра, «Оптика и спектроскопия», 1963, т. 14, с. 362, 491; Теплицкая Т. А., Квазилинейчатые спектры люминесценции как метод исследования сложных природных органических смесей, М., 1971; Осадько И. С., Персонов Р. И., Шпольский Э. В., Линейчатые спектры примесных молекул в н-парафиновых матрицах и теория примесного центра, «Изв. АН СССР. Сер. физич.», 1973, т. 37, № 3, с. 540. *Л. Ф. Уткина.*

ШРЁДИНГЕРА ОПЕРА́ТОРА СПЕКТР — множество собств. значений *оператора* Шрёдингера (ОШ): $\hat{H}=\hat{T}+\hat{V}$, где $\hat{H}$ — *гамильтониан* — оператор полной энергии системы (в том случае, когда потенциал не зависит от времени), $\hat{T}$ и $\hat{V}$ — операторы кинетич. и потенц. энергий. В случае локальных сил оператор $\hat{V}$ является ф-цией координат $V(\mathbf{r})$. Ш. о. с. определяет все свойства квантовых систем и может быть дискретным (энергии связанных состояний — ядер, молекул, атомов и т. д.) и (или) непрерывным (энергии состояний рассеяния, к к-рым относятся и квазистационарные — распадные, резонансные состояния).

Установление связей Ш. о. с. с силами, действующими в квантовых системах,— одна из фундам. задач физики. Наиб. изучено одномерное движение частицы (волны) во внеш. поле. Принципиально разработаны методы воздействия на квантовую систему, к-рые позволяют, изменяя форму потенциала v, трансформировать Ш. о. с.: поднять или опустить определ. уровень энергии, уничтожить его или породить новый, передвинуть любое состояние в пространстве, преобразовать зонную структуру периодич. поля, т. е. направленно изменить свойства системы. Этим методам отвечают точные решения обратной задачи рассеяния (см. *Обратной задачи рассеяния метод*), но в то же время возможно наглядное (качественное) рассмотрение, к-рое позволяет без вычислений установить, какова в общих чертах должна быть конфигурация внеш. поля, воздействующего на систему, для достижения желаемого изменения её Ш. о. с.

Чисто дискретный спектр возникает в случае потенц. ям с бесконечно высокими стенками $v(x)$. Для симметрич. ям $[v(x)=v(-x)]$ их форма полностью определяется собств. значениями ОШ — уровнями энергии $\mathscr{E}_n$. Для бесконечно глубокой прямоуг. ямы в системе единиц $\hbar=1$, масса частицы $m={}^1/_2$ ОШ имеет вид: $-d/dx^2+v(x)$ (см. рис. 7 к ст. *Квантовая механика*). Рассмотрим, как нужно изменить форму плоского дна прямоуг. потенц. ямы, чтобы сдвинуть осн. уровень энергии $\mathscr{E}_1$ вверх, ближе к $\mathscr{E}_2$, и как при этом меняется волновая ф-ция $\psi_1(x)$ осн. состояния (рис. 1). Осн. состояние наиб. чувствительно к изменению

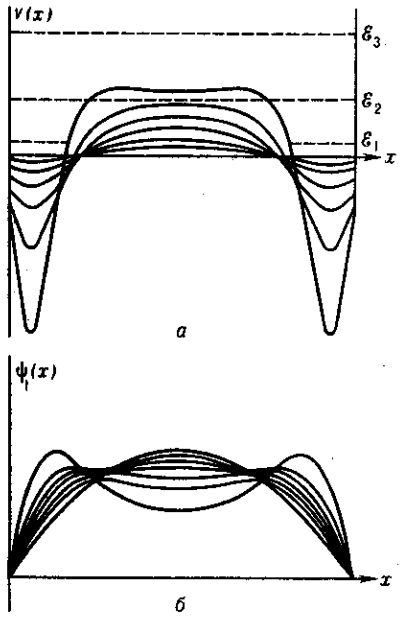


Рис. 1. Деформация дна бесконечной прямоугольной потенциальной ямы, необходимая для подъёма основного уровня энергии $\mathscr{E}_1$ к $\mathscr{E}_2$ (*а*) (штриховые линии — невозмущённые уровни энергии), и соответствующая деформация волновой функции ψ_1, приближающая её по модулю к ψ_2 (*б*). На рис. *а* виден намечающийся прогиб в центральной области потенциального барьера.

v в центр. области потенц. ямы, где вероятность обнаружить частицу максимальна, поэтому для сдвига уровня $\mathscr{E}_1$ к $\mathscr{E}_2$ нужно увеличить v в этой области (рис. 1, *а*). Для того чтобы все остальные уровни сохранили своё положение, необходимо подобрать компенсирующее понижение потенциала (ямки) вблизи краёв потенц. ямы, где мала ф-ция $\psi_1(x)$. Воздействие этих ямок на осн. состояние будет незначительным. Для поднятия первого возбуждённого уровня $\mathscr{E}_2$ нужно повысить потенциал в областях обеих пучностей ф-ции $\psi_2(x)$ (рис. 2), а для сохранения положения остальных уровней энергии — создать 3 ком-

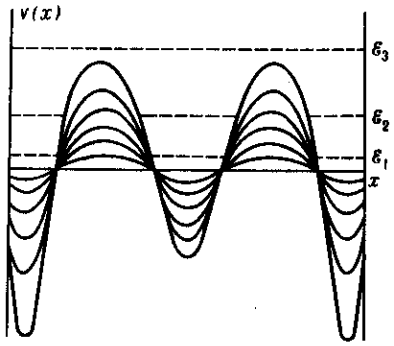


Рис. 2. Возмущения потенциала, вызывающие подъём уровня $\mathscr{E}_2$ к $\mathscr{E}_3$. Увеличение v в области максимумов $|\psi_2|$ сдвигает $\mathscr{E}_2$ вверх, пересиливая влияние ямок притяжения вблизи узлов ψ_2. Влияние барьеров и ямок на остальные уровни взаимно компенсируются — они остаются на прежних местах.

пенсирующие ямки в области узлов ф-ции $\psi_2(x)$. Аналогично можно определить форму возмущений потенциала для подъёма (снижения) (рис. 3) любого уровня энергии.

Качественно так же подбираются возмущения потенциала для сдвига уровней в случае потенц. ям др. вида.

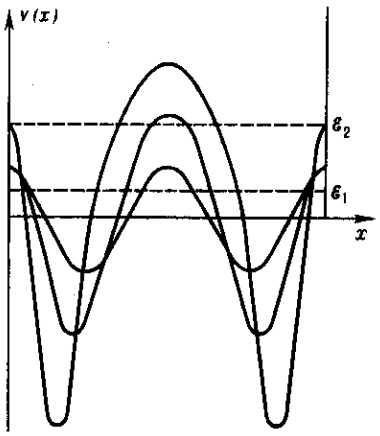


Рис. 3. Возмущение дна бесконечной прямоугольной потенциальной ямы, вызывающее опускание лишь уровня $\mathscr{E}_2$.

В общем случае несимметричных одномерных бесконечных потенц. ям в полный набор спектральных параметров, определяющих систему, помимо уровней энергии $\mathscr{E}_n$, входят т. н. нормировочные константы (весовые факторы), характеризующие краевое (асимптотич.) поведение нормированных волновых ф-ций. В качестве таких параметров могут служить производные собств. ф-ций $\psi_n'(a)=\gamma_n$ у бесконечной стенки ($x=a$) прямоуг. ямы или множители M_n при затухающей экспоненте в асимптотич. ($x\to\infty$) поведении волновых ф-ций связанных состояний (напр., в осцилляторе): $M_n x_n \exp(-x^2/2)$. При увеличении (уменьшении) $|\gamma_1|$ и неизменных остальных спектральных параметрах из полного набора $\{\mathscr{E}_n, \gamma_n\}$ волновая ф-ция $\psi_1(x)$

сосредоточивается у правой (левой) стенки ямы (рис. 4), а при увеличении (уменьшении) $|M_1|$ волновая ф-ция осн. состояния сдвигается вправо (влево) (рис. 5). Аналогичный сдвиг по x волновых ф-ций других квантовых состояний наблюдается при изменении соответствующих им нормировочных констант. В пределах $|\gamma_n| \to \infty$ (или $|\gamma_n| \to 0$) волновая ф-ция n-го состояния впрессовывается в вертикальную потенциальную стенку, а при $|M_n| \to \infty$ (или $|M_n| \to 0$) уносится характерной вспомогат. ямкой-переносчиком на бесконечность вправо (влево). Остальные волновые ф-ции, для к-рых нормировочные константы остаются неизменными, несколько трансформируются, но сильно не смещаются. В пределе из спектра исходной системы исключается избранное состояние ($\mathscr{E}_3$ на рис. 6). Сужение новой потенц. ямы по сравнению с исходной сокращает на полколебания все состояния с $\mathscr{E} > \mathscr{E}_3$, не меняя их энергии, что эквивалентно сдвигу уровней с $\mathscr{E} \geqslant \mathscr{E}_3$ вверх так, что уровень $\mathscr{E}_n$ занимает место уровня $\mathscr{E}_{n+1}$. Это соответствует уничтожению уровня $\mathscr{E}_3$. Рельеф ниж. части возмущённой ямы (типа изображённой на рис. 3) обеспечивает неизменность положения уровня $\mathscr{E}_2$ (при сужении ямы форма её дна компенсирует тенденцию к сдвигу $\mathscr{E}_2$). Основное же состояние $\mathscr{E}_1$ менее чувствительно к сужению верх. части ямы, и соответствующее слабое возмущение потенциала мало сказывается на форме ниж. части потенц. кривой на рис. 6. Рассмотренные элементарные трансформации Ш. о. с. можно комбинировать.

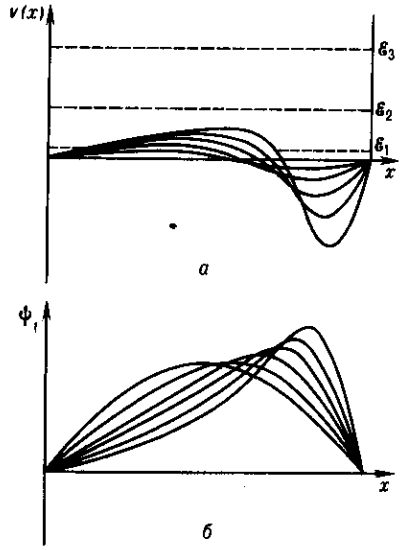


Рис. 4. Изменение формы потенциала ($а$) и волновой функции основного состояния ψ_1 ($б$) при увеличении значения модуля производной $\gamma_1 = \psi_1'(x)$ у правой стенки бесконечной прямоугольной ямы. Основное состояние «сгребается» вправо, все уровни остаются на своих местах, как не меняются и значения γ для других связанных состояний.

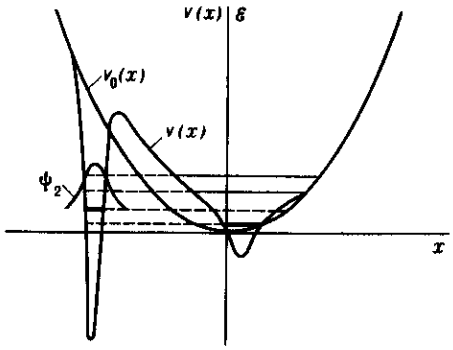


Рис. 5. Близкое к нулю значение M_2 создаёт в возмущённом потенциале узкую вспомогательную ямку, уносящую состояние с энергией $\mathscr{E}_2$ на $-\infty$ (постепенное «исчезновение» уровня $\mathscr{E}_2$). Волновые функции состояний с энергиями $\mathscr{E}_n > \mathscr{E}_2$ имеют по одному узлу под барьером, отделяющим ямку от основной ямы. Внутри вспомогательной ямки остаётся последнее колебание с амплитудой, быстро убывающей с расстоянием при удалении от ямки.

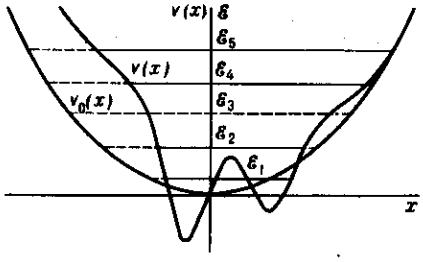


Рис. 6. Изменение формы потенциальной ямы $[v_0(x) \to v(x)]$, необходимое для уничтожения уровня $\mathscr{E}_3$ (пунктир). Сужение ямы вызвано сокращением числа колебаний собственных функций состояний, расположенных выше ликвидированного уровня. Форма дна ямы обеспечивает неизменность положения уровней $\mathscr{E}_1$ и $\mathscr{E}_2$ (в основном опускает уровень $\mathscr{E}_2$, поднимающийся при сужении ямы).

Спектральные параметры связанных состояний квантовой системы при наличии у неё кроме дискретного и непрерывного спектра изменяют аналогичным образом. Рис. 7, относящийся к описанию квазистационарных состояний, демонстрирует, как трансформируется прямоуг. яма конечной глубины при увеличении M_2: вспомогат. ямка солитонообразной формы «уносит» состояние с энергией $\mathscr{E}_2$. Безотражательность этой ямки-переносчика приводит к тому, что при её сдвиге не меняются свойства непрерывного спектра. Пик, появляющийся на краю исходной ямы, обеспечивает такое же отражение волн новой сглаженной ямой, как и исходной, резкой ступенькой.

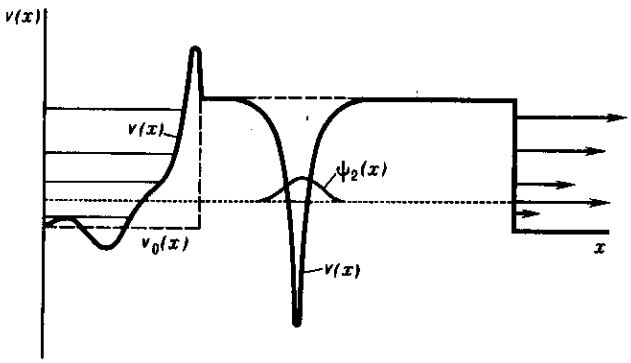


Рис. 7. Искажённая форма (жирная сплошная линия) конечной прямоугольной потенциальной ямы, получающаяся при увеличении нормировочного множителя M_2. Вспомогательная узкая солитонообразная ямка уносит состояние с энергией $\mathscr{E}_2$ тем дальше, чем больше значение M_2. Если ширина барьера справа от ямы конечна, то связанные состояния становятся квазистабильными, а перенос состояния с энергией $\mathscr{E}_2$ к краю барьера позволяет увеличить вероятность его распада.

Спектральные параметры квазистационарных (резонансных) состояний можно изменять аналогичным образом. Так, увеличение относит. вероятности распада одного из нескольких квазисвязанных состояний (рис. 7) происходит при сдвиге выбранного состояния соответствующей вспомогат. ямкой сквозь потенц. барьер ближе к его внеш. краю; ширина барьера, преодолеваемая частицей в этом состоянии, меньше, чем в случае неизменных состояний.

Рассмотренные методы в принципе позволяют создавать резонансы с нулевой шириной (связанные состояния в непрерывном спектре с нулевой вероятностью распада), а также строить безотражательные потенц. ямы с любым числом связанных состояний, абсолютно прозрачные при любой энергии непрерывного спектра (в т. ч. потенциалы солитонного типа для случая одного связанного состояния).

Для преобразования спектра систем с периодич. потенц. полем (напр., кристаллов) можно использовать алгоритмы изменения нормировочного множителя выбранного состояния бесконечной прямоуг. ямы. Если периодически продолжить потенциал, изображённый на рис. 4, нарушающий симметрию производных волновой ф-ции $\psi_1(x)$ осн. состояния на краях ямы, то в спектре возникает лакуна (запрещённая зона) в окрестности $\mathscr{E}_1$. Действительно, для гладкого сшивания волновой ф-ции осн. состояния бесконечной ямы при продолжении $\psi_1(x)$ на всю ось x на каждом новом периоде потребуется умножить $\psi_1(x)$ на фактор нарушения симметрии $|\psi_1'(a)|/|\psi_1'(0)|$, что приводит к экспоненц. росту амплитуды ψ_1 при энергии $\mathscr{E}_1$. Такая ситуация характерна для запрещённой энергетич. зоны системы. Т. к. этот рост тем сильнее, чем больше фактор нарушения симметрии, степенью запрета можно управлять. Волновые ф-ции всех остальных состояний гладко продолжаются на всю ось без изменения величины их модуля, что характерно для разрешённых зон.

Можно порождать связанные состояния при любой энергии в запрещённых и разрешённых зонах, создавать безотражат. потенц. возмущения.

Теория спектральных преобразований многоканальных ОШ, отвечающих системе неск. ур-ний Шрёдингера, связанных матрицей взаимодействия $\|v_{ij}(x)\|$, предсказывает, как нужно трансформировать элементы матрицы, чтобы сдвинуть избранные уровни энергии, изменить нормировочные векторы связанных состояний и ширины резонансов, породить или устранить отдельные связанные состояния. Напр., связанные состояния в непрерывном спектре возможны с короткодействующей потенц. матрицей, в отличие от одноканального случая, когда для этого требуется слабо спадающее осциллирующее поведение $v(r)$ при больших r.

Особенностью многоканальных систем является и то, что матрицы взаимодействия, относящиеся к абс. прозрачным (безотражательным при всех энергиях) системам, могут иметь в отд. каналах труднопроходимые барьеры, к-рые обходятся волнами по др. каналам. В многомерном случае возникают связи между параметрами Ш. о. с., нахождение их независимых аналогов — открытая, пока не решённая задача.

Для ОШ, отвечающего движению волн по решёткам (в кристаллич. структурах, дискретных пространствах квантовых чисел, нумерующих каналы и смешиваемые конфигурации, и т. п.), имеется конечная энергетич. полоса проводимости. Возможно создание систем со связанными состояниями в области непрерывного спектра, туннелирование через потенц. барьеры, «свисающие» из верх. запрещённой энергетич. зоны. Для сдвига уровня и изменения нормировочных факторов избранного состояния необходимо вводить минимально нелокальные потенциалы. Последние позволяют управлять шириной запрещённой зоны и даже приводить к инверсии спектра связанных состояний.

Понимание принципов управления Ш. о. с. квантовых систем расширяет возможности приложений теории для создания новых приборов в микроэлектронике, квантовой оптике и т. д. Создание полей необходимой конфигурации возможно осуществлять с помощью технологии тончайших квантовых проводников, суперрешёток (см. *Сверхрешётка*), создания структур на поверхности с помощью туннельного микроскопа (см. *Сканирующий туннельный микроскоп*).

Лит.: Левитан Б. М., Обратные задачи Штурма — Лиувилля, М., 1984; Марченко В. А., Операторы Штурма — Лиувилля и их приложения, К., 1977; Захарьев Б. Н., Костов Н. А., Плеханов Е. Б., Точно решаемые одно- и многоканальные модели (уроки квантовой интуиции), «ЭЧАЯ», 1990, т. 21, с. 914; Захарьев Б. Н., Дискретная и непрерывная квантовая механика, точно решаемые модели (уроки квантовой интуиции II), «ЭЧАЯ», 1992, т. 23, с. 1387; Захарьев Б. Н., Чабанов В. М., Качественная теория управления спектрами, рассеянием, распадами (уроки квантовой интуиции), «ЭЧАЯ», 1994, т. 25, с. 1561; Захарьев Б. Н., Уроки квантовой интуиции, Дубна, 1996; Захарьев Б. Н., Сузько А. А., Потенциалы и квантовое рассеяние. Прямая и обратная задачи, М., 1985. *Б. Н. Захарьев.*

ШРЁДИНГЕРА ПРЕДСТАВЛЕ́НИЕ — один из способов описания квантовомеханич. явлений, в к-ром рассматривается изменение *вектора состояния* во времени (эволюция вектора состояния), а операторы $\hat{A} = \hat{A}_S$, отвечающие физ. величинам, не зависят от времени. Эта схема предложена Э. Шрёдингером (E. Schrödinger) в 1926.

В случае стационарного гамильтониана H из ур-ния Шрёдингера

$$i\hbar\partial_t|\Psi_S\rangle = \hat{H}|\Psi_S\rangle$$

выводится закон эволюции вектора состояния $|\Psi\rangle = |\Psi_S\rangle$ в Ш. п.:

$$|\Psi_S(t)\rangle = \exp\left(-\frac{i}{\hbar}\hat{H}t\right)|\Psi_S(0)\rangle.$$

Тогда из выражения для ср. значения

$$\langle\hat{A}\rangle = \langle\Psi_S(t)|\hat{A}_S|\Psi_S(t)\rangle =$$

$$= \langle\Psi_S(0)|\exp\left(\frac{i}{\hbar}\hat{H}t\right)\hat{A}_S\exp\left(-\frac{i}{\hbar}\hat{H}t\right)|\Psi_S(0)\rangle$$

следует, что если ввести новый вектор состояния $|\Psi_H\rangle = |\Psi_S(0)\rangle$, не зависящий от времени и отвечающий выбору *Гейзенберга представления*, то соответствующие операторы наблюдасмых $\hat{A}_H$ уже зависят от времени:

$$\hat{A}_H = \exp\left(\frac{i}{\hbar}\hat{H}t\right)\hat{A}_S\exp\left(-\frac{i}{\hbar}\hat{H}t\right)$$

и подчиняются ур-нию эволюции Гейзенберга

$$\frac{d\hat{A}}{dt}_H = \frac{i}{\hbar}[\hat{H}, \hat{A}_H].$$

Переход к любому др. представлению осуществляется применением подходящего унитарного оператора $\hat{U}(t)$:

$$|\Psi_U\rangle = |\hat{U}(t)\rangle|\Psi_S\rangle, \hat{A}_U = \hat{U}(t)\hat{A}_S\hat{U}^{-1}(t).$$

Напр., полагая $\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{V}$, где $\hat{H}_0$ — гамильтониан свободной системы, и выбирая $\hat{U}(t) = \exp\left(\frac{i}{\hbar}\hat{H}_0t\right)$, приходим к представлению взаимодействия, или представлению Дирака (P. A. M. Dirac, 1927).

Лит.: Блохинцев Д. И., Основы квантовой механики, 6 изд., М., 1983; Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Квантовая механика. Нерелятивистская теория, 4 изд., М., 1989. *Ю. П. Рыбаков.*

ШРЁДИНГЕРА УРАВНЕ́НИЕ — основное динамич. ур-ние нерелятивистской квантовой механики; предложено Э. Шрёдингером (E. Schrödinger) в 1926. В квантовой механике Ш. у. играет такую же фундам. роль, как ур-ния движения Ньютона в классич. механике и *Максвелла уравнения* в классич. теории электромагнетизма. Ш. у. описывает изменение во времени состояния квантовых объектов, характеризуемого *волновой функцией*. Если известна волновая ф-ция ψ в нач. момент времени, то, решая Ш. у., можно найти ψ в любой последующий момент времени t.

Для частицы массой m, движущейся под действием силы, порождаемой потенциалом $V(x, y, z; t)$, Ш. у. имеет вид

$$i\hbar\frac{\partial\psi}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m}\Delta\psi + V(x, y, z; t)\psi, \quad (1)$$

где $\Delta = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2 + \partial^2/\partial z^2$ — оператор Лапласа, x, y, z — координаты. Это ур-ние наз. временны́м Ш. у.

Если V не зависит от времени, то решения Ш. у. можно представить в виде

$$\psi(x, y, z; t) = \exp\left(-\frac{i}{\hbar}\mathscr{E}t\right)\psi(x, y, z), \quad (2)$$

где $\mathscr{E}$ — полная энергия квантовой системы, а $\psi(x, y, z)$ удовлетворяет стационарному Ш. у.:

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\Delta\psi + V(x, y, z)\psi = \mathscr{E}\psi. \qquad (3)$$

Для квантовых систем движение к-рых происходит в огранич. области пространства, решения Ш. у. существуют только для нек-рых дискретных значений энергии: $\mathscr{E}_1, \mathscr{E}_2, \ldots, \mathscr{E}_n$; члены этого ряда (в общем случае бесконечного) нумеруются набором целых квантовых чисел n. Каждому значению $\mathscr{E}_n$ соответствует волновая ф-ция $\psi_n(x, y, z)$ и знание полного набора этих ф-ций позволяет вычислить все измеримые характеристики квантовой системы.

Ш. у. является матем. выражением фундам. свойства микрочастиц — корпускулярно-волнового дуализма, согласно к-рому все существующие в природе частицы материи наделены также волновыми свойствами. Ш. у. удовлетворяет *соответствия принципу* и в предельном случае, когда длины волн де Бройля значительно меньше размеров, характерных для рассматриваемого движения, позволяет описать движение частиц по законам классич. механики. Переход от Ш. у. к ур-ниям классич. механики, описывающей движения частиц по траекториям, подобен переходу от волновой оптики к геометрической. Аналогия между классич. механикой и геом. оптикой, к-рая является предельным случаем волновой, сыграла важную роль в установлении Ш. у.

С матем. точки зрения Ш. у. есть волновое ур-ние и по своей структуре подобно ур-нию, описывающему колебания нагруженной струны. Однако, в отличие от решений ур-ния колебаний струны, к-рые дают геом. форму струны в данный момент времени, решения $\psi(x, y, z; t)$ Ш. у. прямого физ. смысла не имеют. Смысл имеет квадрат модуля волновой ф-ции, а именно величина

$$|\psi_n(x, y, z; t)|^2 = \rho(x, y, z; t),$$

равная вероятности нахождения частицы (системы) в момент t в квантовом состоянии n в точке пространства с координатами x, y, z. Эта вероятностная интерпретация волновой ф-ции — один из осн. постулатов *квантовой механики*.

Лит.: Шредингер Э., Новые пути в физике. Статьи и речи, пер. с нем., М., 1971; см. также лит. при ст. *Квантовая механика*.

Л. И. Пономарёв.

ШРЁДИНГЕРА УРАВНЕ́НИЕ НЕЛИНЕ́ЙНОЕ — нелинейное дифференциальное ур-ние в частных производных

$$i\frac{\partial\psi}{\partial t} = -\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2} + 2\varkappa|\psi|^2\psi,$$
$$\psi(x, t)|_{t=0} = \psi(x), \qquad (1)$$

где $\psi(x, t)$ — комплекснозначная ф-ция (заряж. скалярное поле). Вещественный параметр $\varkappa$, входящий в ур-ние, играет роль константы связи. Своё название Ш. у. н. получило из-за формального сходства с *Шрёдингера уравнением* для свободной одномерной частицы, в к-рое ур-ние (1) переходит в линейном пределе $\varkappa = 0$. В физ. приложениях ур-ние (1) возникает при исследовании широкого класса нелинейных явлений, в частности в физике *плазмы*, в *нелинейной оптике* и др.

Ш. у. н. может быть проинтегрировано с помощью *обратной задачи рассеяния метода*. В основе данного метода лежит представление ур-ния (1) в виде условия совместности переопределённой системы ур-ний (вспомогат. линейной задачи):

$$\frac{\partial F}{\partial x} = U(x, t, \lambda)F,$$
$$\frac{\partial F}{\partial t} = V(x, t, \lambda)F.$$

Здесь F — двухкомпонентный вектор-столбец, зависящий от x, t и нек-рого произвольного комплексного числа λ, получившего назв. «спектральный параметр», U и V — матрицы 2×2:

$$U = -\frac{i\lambda}{2}\sigma_3 + \varepsilon\sqrt{|\varkappa|}(\bar{\psi}\sigma_+ + \psi\sigma_-),$$
$$V = -\lambda U + i\varkappa|\psi|^2\sigma_3 - i\varepsilon\sqrt{\varkappa}\left(\frac{\partial\bar{\psi}}{\partial x}\sigma_+ - \frac{\partial\psi}{\partial x}\sigma_-\right).$$

Здесь и в дальнейшем σ_a — *Паули матрицы* ($a = 0$, 1, 2, 3), $\sigma_0 = I$, $\sigma_\pm = (1/2)(\sigma_1 \pm i\sigma_2)$, $\bar{\psi}$ — ф-ция, комплексно-сопряжённая ф-ции ψ, $\varepsilon = 1$ при $\varkappa > 0$, $\varepsilon = i$ при $\varkappa < 0$. Выполнение условия совместности для вспомогательной линейной задачи

$$\frac{\partial U}{\partial t} - \frac{\partial V}{\partial x} + [U, V] = 0 \qquad (1')$$

эквивалентно выполнению ур-ния (1). Запись ур-ния (1) в виде (1′) принято называть представлением нулевой кривизны.

Альтернативно метод обратной задачи рассеяния может быть сформулирован на основе представления Лакса.

Центр. объектом в методе обратной задачи рассеяния является матрица монодромии $T(\lambda)$. Для определения последней необходимо ввести матрицу перехода $T(x, y, \lambda)$, удовлетворяющую ур-нию

$$\frac{\partial}{\partial x}T(x, y, \lambda) = U(x, \lambda)T(x, y, \lambda)$$

и условию

$$T(x, y, \lambda)|_{x=y} = I.$$

Конкретное выражение матрицы монодромии через матрицу перехода зависит от вида граничных условий, накладываемых на ф-цию $\psi(x, t)$. Предположим, что решение Ш. у. н. ищется в классе быстроубывающих ф-ций с нач. условием $\psi(x) \in S(R^1)$ [$S(R^1)$ — пространство Шварца]. Тогда

$$T(\lambda) = \begin{pmatrix} a(\lambda) & \varepsilon^2\bar{b}(\lambda) \\ b(\lambda) & \bar{a}(\lambda) \end{pmatrix} = \lim_{\substack{x\to+\infty \\ y\to-\infty}} e^{i\lambda x\sigma_3/2}\,T(x, y, \lambda)e^{-i\lambda y\sigma_3/2}.$$

Замечательным свойством матрицы монодромии является особенно простая зависимость её матричных элементов от времени:

$$a(\lambda, t) = a(\lambda, 0),$$
$$b(\lambda, t) = e^{-i\lambda^2 t}b(\lambda, 0).$$

Ф-ции $a(\lambda)$ и $b(\lambda)$ принято называть коэф. перехода. В теории рассеяния величины $a^{-1}(\lambda)$ и $b(\lambda)/a(\lambda)$ играют роль коэф. прохождения и отражения. Решение $\psi(x, t)$ ур-ния (1) однозначно восстанавливается по данным рассеяния и сводится к исследованию аналитич. свойств коэф. перехода. Конкретно это может быть сделано с помощью методов задачи Римана о факторизации матрицы или с помощью интегральных ур-ний Гельфанда — Левитана — Марченко. В частном случае безотражательного потенциала [$\varkappa < 0$, $b(\lambda) = 0$] решение находится явно и называется N-солитонным [где N — число нулей коэф. $a(\lambda)$].

С помощью метода обратной задачи рассеяния также находится решение задачи Коши для граничных условий вида $\psi(x, t) \to \rho e^{i\varphi_\pm(t)}$, $x \to \pm\infty$ (условия конечной плотности). В этом случае обычно в правую часть ур-ния (1) добавляют линейное по ψ слагаемое $-2\varkappa\rho^2\psi$ (соответственно в представлении нулевой кривизны матрица V заменяется на $V = -i\varkappa\rho^2\sigma_3$).

В случае периодич. граничных условий $\psi(x + L, t) = \psi(x - L, t)$, $-L \leqslant x \leqslant L$ решение Ш. у. н. сводится к исследованию вспомогат. линейной задачи на *римановой поверхности* ф-ции

$$y^2 = \prod_{n=1}^{\infty}\left(1 - \frac{\lambda}{E_n}\right).$$

Здесь E_n — границы разрешённых и запрещённых зон в спектре оператора $\mathscr{L} = i\sigma_3\frac{\partial}{\partial x} + i\sqrt{|\varkappa|}(\psi\sigma_- - \bar{\psi}\sigma_+)$. В случае, когда число зон конечно, решение $\psi(x, t)$ ур-ния (1) допус-

кает явное выражение через θ-функции Римана и наз. конечнозонным. При $L\to\infty$ конечнозонные решения Ш. у. н. переходят в N-солитонные.

Ш. у. н. можно рассматривать как гамильтоново ур-ние движения $\partial\psi/\partial t=\{H,\psi\}$ с гамильтонианом

$$H=\int dx\left(\left|\frac{\partial\psi}{\partial x}\right|^2+\varkappa|\psi|^4\right)$$

и скобкой Пуассона $\{\psi(x),\bar\psi(y)\}=i\delta(x-y)$. Координатами в фазовом пространстве являются ф-ции $\psi(x)$ и $\bar\psi(x)$ с определ. граничными условиями.

В рамках гамильтонова подхода к Ш. у. н. широкое распространение получил метод r-матрицы, первоначально возникший в теории квантового метода обратной задачи. В основе данного метода лежит возможность представить скобки Пуассона матричных элементов матрицы $U(x,y)$ в виде

$$\{U(x,\lambda)\underset{,}{\otimes}U(y,\mu)\}=[r(\lambda-\mu),U(x,\lambda)\otimes I+I\otimes U(x,\mu)]\delta(x-y),$$

где r-матрица равна

$$r(\lambda-\mu)=-\frac{\varkappa}{2(\lambda-\mu)}\sum_{a=0}^{3}\sigma_a\otimes\sigma_a.$$

Можно показать, что такая запись скобок Пуассона заменяет представление нулевой кривизны.

Скобки Пуассона матричных элементов матрицы монодромии также записываются с помощью r-матрицы:

$$\{T(\lambda)\underset{,}{\otimes}T(\mu)\}=[r(\lambda-\mu),T(\lambda)\otimes T(\mu)].$$

С точки зрения гамильтонова подхода переход к данным рассеяния является канонич. преобразованием к переменным действие — угол.

Гамильтонова модель Ш. у. н. является вполне интегрируемой и обладает бесконечным набором интегралов движения J_n, производящей ф-цией для к-рых является след матрицы монодромии $\operatorname{tr}T(\lambda)$. Все интегралы движения записываются в виде локальных функционалов от ψ и $\bar\psi$ и их производных, напр.:

$$J_1=\int dx|\psi|^2 \text{ (оператор заряда)},$$

$$J_2=\frac{i}{2}\int dx\left(\psi\frac{\partial\bar\psi}{\partial x}-\bar\psi\frac{\partial\psi}{\partial x}\right) \text{ (оператор импульса)},$$

$$J_3=H.$$

Ур-ния вида $\dfrac{\partial\psi}{\partial t}=\{J_n,\psi\}$ принято называть **высшими** Ш. у. н.

Векторное Ш. у. н. описывает движение заряж. скалярного поля $\psi_a(x,t)$, $a=1,\ldots,n$ с n цветами:

$$i\frac{\partial\psi}{\partial t}=-\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2}+2\varkappa\psi(\psi\psi^*),$$

где под ψ^* подразумевается вектор-столбец, эрмитово сопряжённый к вектор-строке ψ. Векторное Ш. у. н., как и скалярное, представимо в виде условия нулевой кривизны. Матрицы U и V в этом случае имеют размерность $(n+1)\times(n+1)$ и в блочной записи являются прямым обобщением матриц U и V скалярного ур-ния. Гамильтониан модели и скобки Пуассона даются ф-лами

$$H=\int dx\left[\frac{\partial\psi}{\partial x}\frac{\partial\psi^*}{\partial x}+\varkappa(\psi\psi^*)^2\right],$$

$$\{\psi_a(x),\bar\psi_b(y)\}=i\delta_{ab}\delta(x-y).$$

Иногда в литературе под термином «Ш. у. н.» подразумевают систему ур-ний

$$\begin{aligned}i\frac{\partial q}{\partial t}&=-\frac{\partial^2 q}{\partial x^2}+2\varkappa q^2 r,\\ -i\frac{\partial r}{\partial t}&=-\frac{\partial^2 r}{\partial x^2}+2\varkappa r^2 q,\end{aligned}\qquad(2)$$

причём ф-ции q и r, вообще говоря, не являются комплексно сопряжёнными. Большинство результатов для ур-ния (1) справедливо и для системы (2), однако в последнем случае для разрешимости обратной задачи рассеяния требуется накладывать ряд дополнит. условий на данные рассеяния. Помимо стандартных методов для системы (2) существует метод построения решения с помощью преобразования Беклунда — Шлезингера. А именно, если q_0 и r_0 — решения (2), то

$$q_1=\varkappa q_0^2 r-q_0\frac{\partial^2}{\partial x^2}\ln q_0,$$

$$r_1=1/\varkappa q_0$$

также — решения (2). Указанное преобразование является простым способом построения солитонных решений ур-ния (1). А именно, в качестве затравочного решения системы (2) выбирается $r_0=0$, q_0 — общее решение свободного ур-ния. После N-кратного применения преобразования Беклунда — Шлезингера к q_0 и r_0 и наложения условия $q_n=\bar r_n$ получаем N-солитонное решение ур-ния (1).

Ряд разностных ур-ний, к-рые в непрерывном пределе переходят в Ш. у. н., обычно называют **решёточными** Ш. у. н. К таким ур-ниям относится, напр., ур-ние Абловитца — Ладика:

$$i\frac{d\psi_n}{dt}=2\psi_n-\psi_{n+1}-\psi_{n-1}+\varkappa|\psi_n|^2(\psi_{n-1}+\psi_{n+1}).$$

Это ур-ние является гамильтоновым и вполне интегрируемым. Переход от непрерывной ф-ции $\psi(x,t)$ к дискретной переменной ψ_n часто используется при квантовании Ш. у. н.

Квантовое Ш. у. н.

$$i\frac{\partial\psi}{\partial t}=-\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2}+2\varkappa\psi^+\psi\psi$$

описывает квантовую одномерную систему многих частиц с парным взаимодействием, к-рое задаётся потенциалом $2\varkappa\delta(x-y)$. Здесь $\psi^+(x,t)$ и $\psi(x,t)$ являются соответственно операторами рождения и уничтожения, действующими в *Фока пространстве* $\psi|0\rangle=0$, $\langle0|\psi^+=0$. Одновременные перестановочные соотношения задаются ф-лой

$$[\psi(x,t),\psi^+(y,t)]=\delta(x-y).$$

Гамильтониан модели

$$H=\int dx\left(\frac{\partial\psi^+}{\partial x}\frac{\partial\psi}{\partial x}+\varkappa\psi^+\psi^+\psi\psi\right).$$

Квантовое Ш. у. н. допускает представление нулевой кривизны, аналогичное представлению для классического Ш. у. н. Перестановочные соотношения между матричными элементами матрицы монодромии, к-рая определяется так же, как и в классич. случае, задаются с помощью квантовой R-матрицы:

$$R(\lambda,\mu)(T(\lambda)\otimes I)(I\otimes T(\mu))=(I\otimes T(\mu))(T(\lambda)\otimes I)R(\lambda,\mu),$$

$$R(\lambda,\mu)=I-\frac{i\varkappa}{2(\lambda-\mu)}\sum_{a=0}^{3}\sigma_a\otimes\sigma_a.$$

Как и классическое, квантовое Ш. у. н. является вполне интегрируемым и обладает бесконечным набором интегралов движения. Многочастичная *матрица рассеяния* сводится к произведению двучастичных матриц рассеяния.

Квантовое Ш. у. н. решается с помощью анзаца Бете. Конкретная формулировка анзаца Бете зависит от вида граничных условий, налагаемых на операторы ψ и ψ^+. В случае периодич. задачи на отрезке $-L\leqslant x\leqslant L$ собственные ф-ции гамильтониана H ищутся в виде

$$|\Phi_N\rangle=\int_{-L}^{L}dx_1\ldots dx_N\chi_N(x_1,\ldots,\bar x_N)\psi^+(x_1)\ldots\psi^+(x_N)|0\rangle,$$

$$N=0,1,\ldots.$$

Ф-ция χ_N при этом определяется из условия

$H|\Phi_N\rangle = E|\Phi_N\rangle$ и параметризуется набором параметров $\lambda_1, ..., \lambda_N$:

$$\chi_N = \sum_p (-1)^{[p]} \prod_{j>k}^{N} (\lambda_{p_j} - \lambda_{p_k} - i\varkappa \operatorname{Sign}(x_j - x_k)) \prod_{j=1}^{N} \exp(ix_j\lambda_{p_j}).$$

Здесь сумма берётся по перестановкам переменных $\lambda_1, ..., \lambda_N$, к-рые в свою очередь должны удовлетворять системе ур-ний

$$\exp(2iL\lambda_j) = \prod_{k\neq j}^{N} \frac{\lambda_j - \lambda_k + i\varkappa}{\lambda_j - \lambda_k - i\varkappa}.$$

Собственные значения гамильтониана

$$E = \sum_{j=1}^{N} \lambda_j^2.$$

В рамках квантового метода обратной задачи собственные ф-ции гамильтониана H строятся с помощью матричных элементов матрицы монодромии и выглядят особенно просто:

$$|\Phi_N\rangle = \prod_{j=1}^{N} T_{12}(\lambda_j)|0\rangle.$$

В случае притяжения ($\varkappa < 0$) в модели возможны связанные состояния, к-рые иногда называют квантовыми солитонами.

Корреляц. ф-ции квантового Ш. у. н. могут быть выражены в терминах детерминантов Фредгольма. В пределе $\varkappa \to +\infty$ (непроницаемый бозе-газ) корреляц. ф-ции операторов ψ и ψ^+ выражаются через решения классич. системы (2).

Лит.: Захаров В. Е., Шабат А. Б., Точная теория двумерной самофокусировки и одномерной автомодуляции волн в нелинейных средах, «ЖЭТФ», 1971, т. 61, в. 1, с. 118; Теория солитонов. Метод обратной задачи, М., 1980; Тахтаджян Л. А., Фаддеев Л. Д., Гамильтонов подход в теории солитонов, М., 1986; Ньюэлл А., Солитоны в математике и физике, пер. с англ., М., 1989; Korepin V. E., Bogoliubov N. M., Izergin A. G., Quantum inverse scattering method and correlation functions, Cambr., 1993.

Н. А. Славнов.

ШТА́РКА ЭФФЕ́КТ — расщепление спектральных линий атомов, молекул и др. квантовых систем в электрич. поле. Открыт в 1913 Й. Штарком (J. Stark) на линиях Бальмера серии водорода, является результатом сдвига и расщепления на подуровни уровней энергии системы под действием электрич. поля E (штарковское расщепление, штарковские подуровни; термин «Ш. э.» относят также к сдвигу и расщеплению уровней энергии).

Ш. э. получил объяснение на основе квантовой механики. Атом (или др. квантовая система), находясь в состоянии с определ. энергией $\mathscr{E}$, приобретает во внеш. поле E дополнит. энергию $\Delta\mathscr{E}$ вследствие его *поляризуемости* — приобретения в поле E *дипольного момента*. Уровень энергии, к-рому соответствует одно возможное состояние атома (невырожденный уровень), в поле E характеризуется энергией $\mathscr{E}+\Delta\mathscr{E}$, т. е. смещается. Разл. состояния, соответствующие вырожденному уровню энергии, могут приобретать разные дополнит. энергии $\Delta\mathscr{E}_\alpha$ ($\alpha = 1, 2, ..., g$, где g — степень вырождения уровня). В результате вырожденный уровень расщепляется на штарковские подуровни, число к-рых равно числу разл. значений $\Delta\mathscr{E}_\alpha$. Так, уровень энергии атома с заданным значением полного механич. момента $M = \hbar\sqrt{J(J+1)}$ (где $J = 0, 1, 2, ...$ — соответств. квантовое число) расщепляется на подуровни, характеризуемые разными значениями магн. квантового числа m_J, к-рое определяет величину проекции M на направление E. В однородном электрич. поле, обладающем аксиальной симметрией, сохраняется квантование проекции M. Однако, в отличие от расщепления в магн. поле при *Зеемана эффекте* на $2J+1$ невырожденных подуровня, значениям $-m$ и $+m$ соответствует одинаковая дополнит. энергия $\Delta\mathscr{E}$, поэтому штарковские подуровни (кроме подуровня с $J=0$) дважды вырождены и уровень с заданным J расщепляется при целом J на $J+1$ подуровень, а при полуцелом J на $J+1/2$ подуровней (при $J=1/2$ вообще не расщепляется). Двукратное вырождение в случае атомов с нечётным числом электронов, для к-рых значения J полуцелые, сохраняется и в неоднородных электрич. полях (см. *Крамерса теорема*).

Различают линейный Ш. э. ($\Delta\mathscr{E} \sim E$, рис. 1), к-рый наблюдается в важнейшем частном случае водорода (а также

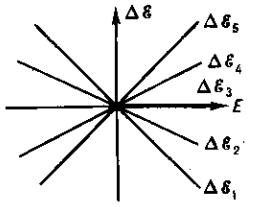


Рис. 1. Зависимость величины расщепления уровней энергии $\Delta\mathscr{E}$ от напряжённости электрического поля E при линейном эффекте Штарка (расщепление уровня энергии атома H, определяемого главным квантовым числом $n=3$, на 5 подуровней).

для водородоподобных атомов и для сильно возбуждённых уровней др. атомов), и квадратичный Ш. э. ($\Delta\mathscr{E} \sim E^2$, рис. 2), типичный для общего случая уровней энергии многоэлектронных атомов. Расщепление при линейном Ш. э. для атомов H составляет тысячные доли эВ при напряжённостях полей $E \sim 10^4$ В/см, при квадратичном Ш. э. оно значительно меньше, достигая $\sim 10^{-4}$ эВ при напряжённостях полей $E \sim 10^5$ В/см.

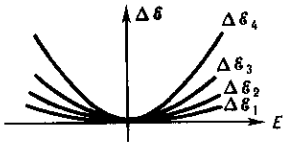


Рис. 2. Зависимость величины расщепления уровней энергии $\Delta\mathscr{E}$ от напряжённости электрического поля E при квадратичном эффекте Штарка (расщепление уровня энергии многоэлектронного атома при $J=3$ на 4 подуровня).

Причиной линейного Ш. э., наблюдаемого для H, является, при заданном значении гл. квантового числа n (при $n \geqslant 2$), наличие вырождения по l (связанного с движением электрона в кулоновском поле ядра и отсутствующего в многоэлектронных атомах). Если пренебречь влиянием спина на орбит. движение (ввиду малости спин-орбитального взаимодействия это справедливо при не очень малых полях E, когда штарковское расщепление оказывается значительно больше величины тонкой структуры, см. *Атом*), то при заданном n совпадают уровни с $l = 0, 1, 2, ..., n-1$, обладающие разл. чётностью (чётные уровни с $l = 0, 2, 4, ...$ и нечётные уровни с $l = 1, 3, 5, ...$). В электрич. поле нарушается сферич. симметрия атома, исчезает его центр симметрии, с отражением в к-ром связано деление уровней энергии на чётные и нечётные, квантовое число l теряет свой смысл и происходит смешение состояний разл. чётности, что приводит, согласно квантовой механике, к линейному Ш. э. Квантовомеханич. задача проще всего решается в т. н. параболических координатах, при введении к-рых состояния атома характеризуются параболическими квантовыми числами $n_1 = 0, 1, 2, ..., n-1$ и $n_2 = 0, 1, 2, ..., n-1$. Разность этих квантовых чисел $n_1 - n_2$ входит в ф-лу, определяющую линейное расщепление уровня с заданным n:

$$\Delta\mathscr{E} = A_0 n (n_1 - n_2) E,$$

где A_0 — постоянная. Расщепление симметрично и происходит на $2n-1$ подуровней с расстояниями $A_0 nE$ между ними. Переходы между подуровнями двух комбинирующих уровней энергии дают симметричную картину расщепления спектральных линий, как и при эффекте Зеемана.

При наблюдении в направлении, перпендикулярном E, получаются продольно поляризованные π-компоненты и поперечно поляризованные σ-компоненты. При наблюдении вдоль E π-компоненты отсутствуют, а на месте σ-компонент возникают неполяризованные компоненты. Рассчитанные интенсивности компонент находятся в согласии с опытом. Для линии H_α серии Бальмера (переход $n=3\to n=2$) уровень $n=3$ ($l=0, 1, 2$, степень вырождения 9) расщепляется на 5 подуровней, а уровень $n=2$ ($l=0, 1$, степень вырождения 4) на 3 подуровня, переходы между к-рыми дают 15 компонент (8 π-компонент и 7 σ-компонент).

Квадратичный Ш. э. может быть объяснён на основе представлений о поляризуемости атома. В поле E атом приобретает дипольный момент $d=\alpha E$, где α — поляризуемость. Ср. значение этого момента для атома как системы, обладающей центром симметрии, равно нулю, что и обусловливает отсутствие, в общем случае многоэлектронных атомов, линейного Ш. э. Дополнит. энергия атома с дипольным моментом $\boldsymbol{d}$ в поле $\boldsymbol{E}$ равна $V=-(\boldsymbol{dE})$, что даёт, с учётом работы поляризации для индуцированного дипольного момента $d=\alpha E$, квадратичную зависимость V от E:

$$V=-\frac{1}{2}\alpha E^2.$$

Согласно квантовомеханич. расчёту, для подуровня с заданным значением квантового числа $m=m_J$ дополнит. энергия при квадратичном Ш. э. равна

$$\Delta\mathscr{E}_m=-\frac{1}{2}(A+Bm^2)E^2,$$

где A и B — постоянные. Это и приводит к несимметричной картине расщепления уровней энергии и спектральных линий.

Для молекул вследствие Ш. э. происходит расщепление вращательных уровней энергии, причём для молекул типа симметричного волчка, обладающих пост. дипольным моментом (примером является молекула аммиака NH_3), характерен линейный Ш. э. Для таких молекул методом ЭПР в молекулярных пучках, аналогичным методу ЯМР, могут наблюдаться переходы между подуровнями штарковского расщепления и с большой точностью определяться величины дипольных моментов.

Важный случай Ш. э. — расщепления электронных уровней энергии иона в ионном кристалле (а также примесного иона в молекулярном кристалле, содержащем дипольные молекулы) под действием внутрикристаллич. поля; штарковское расщепление может достигать сотых долей эВ. Этот эффект учитывается в *спектроскопии кристаллов* и важен для *твердотельных лазеров*.

Ш. э. наблюдается и в переменном электрич. поле, причём изменение положения штарковских подуровней может быть использовано для изменения частоты квантового перехода в квантовых устройствах (штарковская модуляция; см., напр., *Микроволновая спектроскопия*). Влияние быстропеременного электрич. поля на уровни энергии атомов (ионов) определяет, в частности, ударное штарковское уширение спектральных линий в плазме (см. *Излучение плазмы*), к-рое позволяет оценить концентрацию в ней заряж. частиц (напр., в атмосферах звёзд).

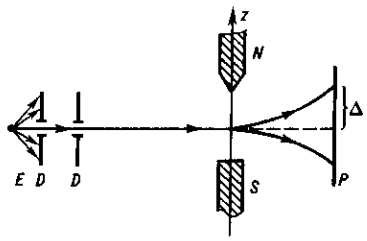
Лит.: Ельяшевич М. А., Атомная и молекулярная спектроскопия, М., 1962; Собельман И. И., Введение в теорию атомных спектров, 2 изд., М., 1977; Бете Г., Солпитер Э., Квантовая механика атомов с одним и двумя электронами, пер. с англ., М., 1960.

М. А. Ельяшевич.

ШТЕ́РНА — ГЕ́РЛАХА О́ПЫТ — экспериментальное доказательство квантования проекции магн. момента атома на направление магн. поля. Ш.— Г. о. подтвердил справедливость квантовой теории. Поставлен О. Штерном (O. Stern) и В. Герлахом (W. Gerlach) в 1922. Схема Ш.— Г. о. приведена на рисунке. В вакуумной печи создавался поток атомов серебра, к-рый затем коллимировался двумя диафрагмами D, проходил между полюсами магнита спец. конфигурации, формировавшими неоднородное магн. поле H, и попадал на фотопластинку P.

Согласно классич. представлениям, на атом с магн. моментом $\boldsymbol{M}$ в неоднородном магн. поле действует сила f_z, направленная вдоль магн. поля и перпендикулярно направлению движения атомов пучка:

$$f_z=M_x\frac{\partial H_x}{\partial x}+M_y\frac{\partial H_y}{\partial y}+M_z\frac{\partial H_z}{\partial z}. \qquad (*)$$



Магн. момент атома прецессирует вокруг оси z с ларморовской частотой

$$\Omega=-\frac{eH}{2mc},$$

где e — заряд, m — масса электрона. В Ш.— Г. о. период ларморовской прецессии атома был пренебрежимо мал по сравнению с временем пролёта атома в магн. поле. Поэтому усреднение по времени первых двух членов в (*) обращает их в нуль (т. к. усреднённые по времени проекции магн. момента M_x и M_y на оси x и y равны нулю) и ср. значение $f_z=M_z\partial H/\partial z$. Если справедливо классич. рассмотрение, то проекция M_z будет принимать любые значения от $-|M|$ до $|M|$ и действие магн. поля приведёт к равномерному уширению пучка атомов — на фотопластинке P появилась бы широкая полоса с равномерным распределением интенсивности.

В соответствии с квантовой теорией проекция на направление магн. поля квантована, т. е. принимает лишь определённые (дискретные) значения, причём число возможных значений M_z равно $2J+1$, где J — внутреннее *квантовое число* полного момента атома. Соответственно в неоднородном магн. поле пучок атомов должен расщепляться на $2J+1$ компоненту.

В Ш.— Г. о. зафиксировано расщепление пучка атомов серебра на две узкие компоненты при отсутствии неотклонённого пучка. Результаты, полученные в опыте, позволили сделать выводы, подтверждающие квантовые представления: 1) атом серебра обладает магн. моментом; 2) величина этого магн. момента равна магнетону Бора; 3) проекции магн. момента атома на направление магн. поля могут принимать только дискретные значения. В дальнейшем было установлено, что измеренный в Ш.— Г. о. магн. момент атома серебра возникает благодаря нескомпенсированному спиновому магн. моменту электрона внеш. электронной оболочки.

Методика Ш.— Г. о. применяется для разделения атомов по их магн. моменту (напр., в экспериментах по определению сверхтонкой структуры уровней энергии изотопов разл. атомов).

Лит.: Gerlach W., Stern O., Der experimentelle Nachweis der Richtungsquantelung im Magnetfeld, «Z. Phys.», 1922, Bd 9, S. 349; Thibault C. et al., Hyperfine structure and isotope shift of the D_2 line of $^{76-98}$Rb and some of their isomers, «Phys. Rev.», 1981, v. 23C, № 6, p. 2720; Сивухин Д. В., Общий курс физики, ч. 1, М., 1986.

В. А. Чирков.

ШТУ́РМА — ЛИУВИ́ЛЛЯ ЗАДА́ЧА — задача, порождённая на конечном или бесконечном интервале (a, b) изменения переменной x ур-нием

$$-\frac{d}{dx}\left(p(x)\frac{dy}{dx}\right)+l(x)y=\lambda r(x)y \qquad (1)$$

и нек-рыми граничными условиями, где $p(x)$ и $r(x)$ положительны, $l(x)$ действительна, а λ — комплексный параметр. Начало глубокому изучению этой задачи положили

Ш. Штурм (Ch. Sturm) и Ж. Лиувилль (J. Liouville). Понятия и методы, зародившиеся в процессе изучения Ш.—Л. з., сыграли большую роль в развитии мн. направлений математики и физики. Она была и остаётся пост. источником новых идей и задач для спектральной теории операторов и смежных вопросов анализа. Особое значение она приобрела после открытия связи с нек-рыми эволюционными *нелинейными уравнениями математической физики*.

Если $p(x)$ дифференцируема, а $p(x)r(x)$ дифференцируема дважды, то ур-ние (1) с помощью подстановок Лиувилля (см. [1]) сводится к виду

$$-y''+q(x)y=\lambda y. \qquad (2)$$

Принято различать регулярные и сингулярные задачи. Ш.—Л. з. для ур-ния (2) наз. регулярной, если интервал (a, b) изменения переменной x конечен и если ф-ция $q(x)$ суммируема во всём интервале (a, b). Если интервал (a, b) бесконечен или $q(x)$ несуммируема (или и то и другое), то задача наз. сингулярной.

Ниже рассматриваются в отдельности следующие случаи: 1) интервал (a, b) конечен, в этом случае, не нарушая общности, можно считать, что $a=0$ и $b=\pi$; 2) $a=0$, $b=\infty$; 3) $a=-\infty$, $b=\infty$.

1. Рассматривается задача, порождённая на сегменте $[0, \pi]$ ур-нием (2), в к-ром $q(x)$ — действительная суммируемая на сегменте $[0, \pi]$ ф-ция (λ — комплексный параметр), и разделёнными граничными условиями

$$y'(0)-hy(0)=0,\ y'(\pi)+Hy(\pi)=0, \qquad (3)$$

где h и H — произвольные конечные или бесконечные фиксированные действительные числа. Если $h=\infty$ ($H=\infty$), то первое (второе) условие в (3) заменяется условием $y(0)=0$ ($y(\pi)=0$). Для определённости далее предполагается, что числа, участвующие в граничных условиях, конечны.

Число λ_0 наз. собств. значением задачи (2), (3), если при $\lambda=\lambda_0$ ур-ние (2) имеет нетривиальное решение $y_0(x)\neq 0$, удовлетворяющее граничным условиям (3); при этом ф-ция $y_0(x)$ наз. собств. ф-цией, соответствующей собств. значению λ_0.

Собств. значения граничной задачи (2), (3) действительны; каждому собств. значению соответствует единственная собств. ф-ция [в силу действительности $q(x)$ и чисел h, H собственные ф-ции задачи (2), (3) можно выбрать действительными]; собств. ф-ции $y_1(x)$ и $y_2(x)$, соответствующие разл. собств. значениям, ортогональны, т. е.

$$\int_0^\pi y_1(x)y_2(x)\,dx=0.$$

Существует неограниченно возрастающая последовательность собств. значений $\lambda_0, \lambda_1, \lambda_2, \ldots$ граничной задачи (2), (3); при этом собств. ф-ция $y_n(x)$, соответствующая собств. значению λ_n, имеет ровно n нулей в интервале $(0, \pi)$.

Пусть $W_2^m[0, \pi]$ — пространство Соболева, состоящее из заданных на сегменте $[0, \pi]$ комплекснозначных ф-ций, к-рые имеют $m-1$ абсолютно непрерывных производных и производную порядка m, суммируемую на сегменте $[0, \pi]$. Если $q(x)\in W_2^m$ $[0, \pi]$, то собств. значения λ_n граничной задачи (2), (3) при больших n удовлетворяют асимптотич. равенству (см. [4])

$$\sqrt{\lambda_n}=n+\sum_{1\leqslant 2j+1\leqslant m+2}\frac{c_{2j+1}}{n^{2j+1}}+\frac{(-1)^{m-1}}{2^{m+2}}\times$$

$$\times\left(S_m(n)+\frac{\tilde S_m(n)}{n}\right)\frac{1}{n^{m+1}}+\frac{\delta_n}{n^{m+2}}+\frac{\varepsilon_n(h, H)}{n^{m+3}},$$

где c_{2j+1} — независимые от n числа,

$$c_1=\frac{1}{\pi}\left(h+H+\frac{1}{2}\int_0^\pi q(t)\,dt\right),$$

$$S_m(n)=\frac{2}{\pi}\int_0^\pi q^{(m)}(t)\sin\left\{2nt-\frac{\pi}{2}(m+1)\right\}dt,$$

$$\tilde S_m(n)=\frac{2}{\pi}\int_0^\pi q^{(m)}(t)(2h-c_1t)\sin\left\{2nt-\frac{\pi}{2}(m+2)\right\}dt,$$

δ_n не зависят от h, H и

$$\sum_{n=0}^\infty|\delta_n|^2<\infty,\ \sum_{n=0}^\infty|\varepsilon_n(h, H)|^2<\infty.$$

Отсюда, в частности, следует, что если $q(x)\in W_2^1[0, \pi]$, то

$$\lambda_n=n^2+c+\frac{1}{n}\gamma_n,$$

где

$$c=\frac{2}{\pi}\left(h+H+\frac{1}{2}\int_0^\pi q(t)\,dt\right),\ \sum_{n=0}^\infty|\gamma_n|^2<\infty.$$

Поэтому ряд $\sum_{n=0}^\infty(\lambda_n-n^2-c)$ сходится. Его сумма наз. регуляризованным следом задачи (2), (3) (см. [13]):

$$\sum_{n=0}^\infty(\lambda_n-n^2-c)=\frac{q(0)+q(\pi)}{4}-\frac{(h+H)^2}{2}+hH-\frac{c}{2}.$$

Пусть $v_0(x)$, $v_1(x)$, ... — ортонормированные собств. ф-ции задачи (2), (3), соответствующие собств. значениям $\lambda_0, \lambda_1, \ldots$. Для каждой ф-ции $f(x)\in L_2[0, \pi]$ имеет место т. н. равенство Парсеваля

$$\int_0^\pi|f(x)|^2\,dx=\sum_{n=0}^\infty|a_n|^2,$$

где

$$a_n=\int_0^\pi f(x)v_n(x)\,dx,$$

и справедлива ф-ла разложения по собств. ф-циям

$$f(x)=\sum_{n=0}^\infty a_nv_n(x), \qquad (4)$$

где ряд сходится в метрике пространства $L_2[0, \pi]$. Теоремы полноты и разложения для регулярной Ш.—Л. з. впервые доказаны В. А. Стекловым [14].

Если ф-ция $f(x)$ имеет вторую непрерывную производную и удовлетворяет граничным условиям (3), то справедливы следующие утверждения (см. [15]):

а) ряд (4) сходится абсолютно и равномерно на сегменте $[0, \pi]$ к ф-ции $f(x)$;

б) один раз продифференцированный ряд (4) сходится абсолютно и равномерно на сегменте $[0, \pi]$ к $f'(x)$;

в) в каждой точке, в к-рой $f''(x)$ удовлетворяет к.-л. локальному условию разложения в ряд Фурье (напр., имеет ограниченную вариацию), дважды продифференцированный ряд (4) сходится к $f''(x)$.

Для любой ф-ции $f(x)\in L_1[0, \pi]$ ряд (4) является равномерно равносходящимся с рядом Фурье ф-ции $f(x)$ по $\cos nx$, т. е.

$$\lim_{N\to\infty}\sup_{0\leqslant x\leqslant\pi}|V_{N,f}(x)-c_{N,f}(x)|=0,$$

$$V_{N,f}(x)=\int_0^\pi f(t)\sum_{n=0}^N v_n(x)v_n(t)\,dt,$$

$$c_{N,f}(x)=\int_0^\pi f(t)\left\{\frac{1}{\pi}+\frac{2}{\pi}\sum_{n=1}^N\cos nx\cos nt\right\}dt.$$

Это утверждение означает, что разложение ф-ции $f(x)$ по

собств. ф-циям граничной задачи (2), (3) сходится при тех же условиях, что и разложение $f(x)$ в ряд Фурье по косинусам (см. [1], [4]).

2. Рассматривается дифференц. ур-ние (2) на полуоси $0 \leqslant x \leqslant \infty$ с граничным условием в нуле:

$$y'(0) - hy(0) = 0. \qquad (5)$$

Ф-ция $q(x)$ в (2) предполагается действительной и суммируемой в каждом конечном подынтервале интервала $[0, \infty)$, а число h действительным.

Пусть $\varphi(x, \lambda)$ — решение ур-ния (2) с нач. условиями $y(0)=1$, $y'(0)=h$ [так что $\varphi(x, \lambda)$ удовлетворяет и граничному условию (5)]. Пусть $f(x)$ — любая ф-ция из $L_2(0, \infty)$ и

$$\Phi_{f,b}(x) = \int_0^b f(x)\varphi(x, \lambda)\, dx,$$

где b — произвольное конечное положит. число. Для каждой ф-ции $q(x)$ и каждого числа h существует, по крайней мере, одна, не зависящая от $f(x)$, неубывающая ф-ция $\rho(\lambda)$, $-\infty < \lambda < \infty$, обладающая следующими свойствами:

а) существует ф-ция $\Phi_f(\lambda)$, являющаяся пределом $\Phi_{f,b}(\lambda)$ при $b \to \infty$ в метрике $\mathscr{L}_{2,\rho}(-\infty, \infty)$ [пространства ρ-измеримых ф-ций $\psi(\lambda)$, для к-рых

$$\|\psi(\lambda)\|^2 = \int_{-\infty}^{\infty} |\psi(\lambda)|^2 d\rho(\lambda) < \infty],$$

т. е.

$$\lim_{b\to\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |\Phi_f(\lambda) - \Phi_{f,b}(\lambda)|^2 d\rho(\lambda) = 0;$$

б) имеет место равенство Парсеваля

$$\int_0^{\infty} |f(x)|^2 dx = \int_{-\infty}^{\infty} |\Phi_f(\lambda)|^2 d\rho(\lambda).$$

Ф-ция $\rho(\lambda)$ наз. **спектральной функцией** (**спектральной плотностью**) граничной задачи (2), (5) (см. [9] — [11]).

Для спектральной ф-ции $\rho(\lambda)$ задачи (2), (5) справедлива асимптотич. ф-ла (см. [16]; в уточнённом виде см. [17]):

$$\lim_{\lambda\to-\infty} e^{\sqrt{\lambda}x}[\rho(\lambda) - \rho(-\infty)] = 0, \quad 0 \leqslant x < \infty,$$

$$\lim_{\lambda\to\infty} \left[\rho(\lambda) - \rho(-\infty) - \frac{2}{\pi}\sqrt{\lambda} + h\right] = 0.$$

Справедлива следующая теорема равносходимости: для произвольной ф-ции $f(x) \in L_2(0, \infty)$ пусть

$$\Phi_f(\lambda) = \int_0^{\infty} f(x)\varphi(x, \lambda)\, dx,$$

$$C_f(\lambda) = \int_0^{\infty} f(x)\cos\sqrt{\lambda}x\, dx$$

(интегралы сходятся в метриках пространств соответственно);

$$L_{2,\rho}(-\infty, \infty) \text{ и } L_{2,\sqrt{\lambda}}(0, \infty),$$

тогда при каждом фиксированном $b < \infty$ сходится интеграл

$$\int_{-\infty}^{0} \Phi_f(\lambda)\varphi(x, \lambda) d\rho(\lambda)$$

абсолютно и равномерно относительно $x \in [0, b]$ и

$$\lim_{N\to\infty} \sup_{0\leqslant x<b} \left| \int_{-\infty}^{N} \Phi_f(\lambda)\varphi(x, \lambda) d\rho(\lambda) - \right.$$

$$\left. - \frac{2}{\pi}\int_0^N C_f(\lambda)\cos\sqrt{\lambda}x\, d\sqrt{\lambda} \right| = 0.$$

Пусть задача (2), (5) имеет дискретный спектр, т. е. её спектр состоит из счётного числа собств. значений $\lambda_1, \lambda_2, \ldots, <\lambda_n<\ldots$ с единственной предельной точкой в бесконечности. При определ. условиях на ф-цию $q(x)$ для ф-ции $N(\lambda) = \sum_{\lambda_n<\lambda} 1$, т. е. числá собств. значений, меньших λ, справедлива асимптотич. ф-ла:

$$N(\lambda) \sim \frac{1}{2\pi} \int_{q(x)<\lambda} [\lambda - q(x)]^{1/2} dx.$$

Наряду с решением $\varphi(x, \lambda)$ вводится второе решение $\theta(x, \lambda)$ ур-ния (2), удовлетворяющее условиям $\theta(0, \lambda)=0$, $\theta'(0, \lambda)=1$, так что $\varphi(x, \lambda)$ и $\theta(x, \lambda)$ образуют фундам. систему решений ур-ния (2). При фиксир. числах λ ($\operatorname{Im}\lambda \neq 0$) и $b>0$ рассматривается дробно-линейная ф-ция:

$$w_{\lambda,b} = w_{\lambda,b}(t) = \frac{-\theta'(b, \lambda) - t\theta(b, \lambda)}{\varphi'(b, \lambda) + t\varphi(b, \lambda)}.$$

Когда независимая переменная t пробегает действительную ось, точка $w_{\lambda,b}$ описывает нек-рую окружность, ограничивающую круг $K_{\lambda,b}$. Он всегда лежит в той же полуплоскости (нижней или верхней), что и λ. С увеличением b круг $K_{\lambda,b}$ сжимается, т. е. при $b<b'$ круг $K_{\lambda,b'}$ лежит целиком внутри круга $K_{\lambda,b}$. Существует (при $b\to\infty$) предельный круг или точка $K_{\lambda,\infty}$; при этом если

$$\int_0^{\infty} |\varphi(x, \lambda)|^2 dx < \infty, \qquad (6)$$

то $K_{\lambda,\infty}$ будет кругом, в противном случае — точкой (см. [10]). Если условие (6) выполняется для одного к.-л. недействит. значения λ, то оно выполняется для всех значений λ. В случае предельного круга для всех значений λ все решения ур-ния (2) принадлежат пространству $L_2(0, \infty)$, а в случае предельной точки для каждого недействит. значения λ это ур-ние имеет решение вида $\theta(x, \lambda) + m(\lambda)\varphi(x, \lambda)$, принадлежащее $L_2(0, \infty)$, где $m(\lambda)$ — предельная точка $[m(\lambda) = K_{\lambda,\infty}]$.

Если $q(x) \geqslant -cx^2$, где c — нек-рая положительная постоянная, то имеет место случай предельной точки (см. [19]); более общие результаты см. [20], [21]).

3. Рассматривается ур-ние (2) на всей оси $-\infty < x < \infty$ в предположении, что $q(x)$ — действительная суммируемая в каждом конечном подынтервале из $(-\infty, \infty)$ ф-ция. Пусть $\varphi_1(x, \lambda)$, $\varphi_2(x, \lambda)$ — решения ур-ния (2), удовлетворяющие условиям $\varphi_1(0, \lambda) = \varphi_2(0, \lambda) = 1$, $\varphi_1'(0, \lambda) = \varphi_2'(0, \lambda) = 0$.

Существует, по крайней мере, одна действительная симметрическая неубывающая матрица-функция

$$\mathscr{P}(\lambda) = \left\| \begin{matrix} \rho_{11}(\lambda) & \rho_{12}(\lambda) \\ \rho_{21}(\lambda) & \rho_{22}(\lambda) \end{matrix} \right\|, \quad -\infty < \lambda < \infty,$$

обладающая следующими свойствами:

а) для любой ф-ции $f(x) \in L_2(-\infty, \infty)$ существуют ф-ции $\Phi_{j,f}(\lambda)$, определённые равенствами

$$\Phi_{j,f}(\lambda) = \lim_{b\to\infty} \int_{-b}^{b} f(x)\varphi_j(x, \lambda) dx, \quad j = 1, 2,$$

где предел — по метрике пространства $L_{2,\mathscr{P}}(-\infty, \infty)$;

б) имеет место равенство Парсеваля

$$\int_{-\infty}^{\infty} |f(x)|^2 dx = \sum_{j,k=1}^{2} \int_{-\infty}^{\infty} \Phi_{j,f}(\lambda)\Phi_k(\lambda) d\rho_{jk}(\lambda).$$

Лит.: 1) Левитан Б. М., Саргсян И. С., Введение в спектральную теорию, М., 1970; 2) Левитан Б. М., Разложение по собственным функциям дифференциальных уравнений второго порядка, М.—Л., 1950; 3) его же, Теория операторов обобщенного

сдвига, М., 1973; 4) Марченко В. А., Операторы Штурма — Лиувилля и их приложения, К., 1977; 5) Титчмарш Э. Ч., Разложения по собственным функциям, связанные с дифференциальными уравнениями второго порядка, пер. с англ., т. 1, М., 1960; 6) Коддингтон Э. А., Левинсон Н., Теория обыкновенных дифференциальных уравнений, пер. с англ., М., 1958; 7) Наймарк М. А., Линейные дифференциальные операторы, 2 изд., М., 1969; 8) Костюченко А. Г., Саргсян И. С., Распределение собственных значений, М., 1979; 9) Weyl H., Über gewöhnliche lineare Differential-Gleichungen mit singulären Stellen und ihre Eigenfunktionen, «Gött. Nachr.», 1909, S. 37; 10) его же, Über gewöhnliche Differential — Gleichungen mit Singularitäten und der zugehörigen Entwicklungen willkürlicher Funktionen, «Math. Ann.», 1910, Bd 68, S. 220; 11) его же, «Gött. Nachr.», 1910, S. 442; 12) Крейн М. Г., О неопределенном случае краевой задачи Штурма — Лиувилля в интервале $(0, \infty)$, «Изв. АН СССР. Сер. матем.», 1952, т. 16, № 4, с. 293; 13) Гельфанд И. М., Левитан Б. М., Об одном простом тождестве для собственных значений дифференциального оператора второго порядка, «ДАН СССР», 1953, т. 88, № 4, с. 593; 14) Стеклов В. А., О разложении данной функции в ряд по гармоническим функциям, «Сообщения Харьковского матем. об-ва», 1896, т. 5, в. 1—2, с. 60; 15) Левитан Б. М., Саргсян И. С., Некоторые вопросы теории уравнения Штурма — Лиувилля, «Успехи матем. наук», 1960, т. 15, в. 1, с. 3; 16) Марченко В. А., Некоторые вопросы теории дифференциального оператора второго порядка, «ДАН СССР», 1950, т. 72, № 3, с. 457; 17) Левитан Б. М., Об асимптотическом поведении спектральной функции самосопряженного дифференциального уравнения второго порядка и о разложении по собственным функциям, «Изв. АН СССР. Сер. матем.», 1953, т. 17, № 4, с. 331; 1955, т. 19, № 1, с. 33; 18) Wet J., Mandl F., On the asymptotic distribution of eigenvalues, «Proc. Roy. Soc. Ser. A», 1950, v. 200, p. 572; 19) Titchmarsh E., On the uniqueness of the Green's function associated with a second-order differential equation, «Canad. J. Math.», 1949, v. 1, p. 191; 20) Levinson N., «Casop. Pěst. Mat. Fys.», 1949, v. 74, p. 17; 21) Sears D., Titchnarsh E., Some eigenfunction formulae, «Quart. J. Math. Oxford. ser.», 1950, v. 1, p. 165.

Г. Ш. Гусейнов, Б. М. Левитан.

ШУ́БИНА — ВОНСО́ВСКОГО МОДЕ́ЛЬ — модель описания системы электронов в твёрдом теле, учитывающая перенос электрич. заряда, к-рый осуществляется т. н. полярными состояниями с разл. числом электронов на разных узлах кристаллич. решётки. В этом отношении Ш. — В. м. является обобщением на случай кристалла моделей *химической связи*, учитывающих ионные состояния молекул.

В работах С. П. Шубина и С. В. Вонсовского (1934—36) подробно рассмотрен гамильтониан полярной модели (ПМ) и введены операторы полярных состояний. При замене этих операторов c-числами были получены ур-ния в квазиклассич. приближении, допускающие решение задачи об осн. состоянии системы и спектре разл. типов возбуждений в относительно простом виде. В силу трансляционной симметрии кристалла полярные состояния (типа «двоек» или «дырок») коллективизируются и могут создавать ток во внеш. электрич. поле. В зависимости от параметров теории кристалл в Ш. — В. м. образует как диэлектрическую, так и металлич. фазу, что в принципе позволяет сформулировать критерий *перехода металл — диэлектрик*. В рамках Ш. — В. м. находит также естеств. объяснение нецелочисленность величины магн. момента, наблюдаемая экспериментально в ферромагн. металлах. Важной чертой ПМ является возможность описания связи между магн. и электрич. свойствами кристалла, позднее развитая в обменной *sd*-модели.

В историч. аспекте Ш. — В. м. является предшественницей нек-рых важных моделей физики твёрдого тела, в частности *Хаббарда модели*, в к-рой на основе совр. методов квантовой статистики получен ряд результатов в теории магнетизма, электрич. явлений и т. д.

В методологич. отношении ценность Ш. — В. м. заключается в том, что она показывает недостаточность представлений обычной *зонной теории* и необходимость более адекватного описания сложных металлов с сильным взаимодействием между электронами. Вытекающие отсюда проблемы теории сильно коррелированных систем получили широкое развитие и занимают одно из центральных мест в совр. физике твёрдого тела.

Лит.: Schubin S., Vonsowsky S., Electron theory of metals, «Proc. Roy. Soc.», 1934, v. A145, № 855, p. 159; Schubin S., Vonsowsky S., Zur Electronentheorie der Metalle, I, «Zs. UdSSR», 1935, Bd 7, № 3, S. 292; II, 1936, Bd 10, № 3, S. 348; Вонсовский С. В., Вопросы современной квантовой теории электронных проводников, «УФН», 1952, т. 48, с. 289.

Ю. П. Ирхин.

ШУ́БНИКОВА — ДЕ ХА́АЗА ЭФФЕ́КТ — осциллирующая зависимость электропроводности кристалла от магн. поля. Ш. — де Х. э. наблюдается в кристаллах, где электронный газ вырожден, в сильном магн. поле ($H \geqslant 10$ кЭ) при низких темп-рах ($T \lesssim 4$ К). После открытия осцилляций электропроводности Л. В. Шубниковым и В. де Хаазом (W. de Haas) в кристалле Bi квантовые осцилляции кинетич. коэффициентов наблюдались во мн. металлах и вырождённых полупроводниках, напр. в InSb, GaSb, InAs (см. *Квантовые осцилляции*).

Причиной возникновения осцилляций является квантование орбитального движения носителей заряда в магн. поле. Если закон дисперсии $\mathscr{E}(\boldsymbol{p})$ носителей заряда изотропен, то уровни энергии носителей в магн. поле H (*Ландау уровни*) даются выражением

$$\mathscr{E}(n, p_H) = \left(n + \frac{1}{2}\right)\hbar\omega_c + p_H^2/2m,$$

где $n = 0, 1, 2, \ldots$, p_H — проекция импульса носителей заряда $\boldsymbol{p}$ на направление поля $\boldsymbol{H}$, m — *эффективная масса* носителей, $\omega_c = eH/mc$ — *циклотронная частота* носителей. Осцилляции обусловлены периодически повторяющимися изменениями *плотности состояний* электронов $g(\mathscr{E})$ на уровне Ферми $\mathscr{E}_F$ при прохождении последовательных уровней Ландау. Плотность состояний носителей $g(\mathscr{E})$ достигает максимума вблизи значений $\mathscr{E}_n$.

При увеличении H значения $\mathscr{E}_n$ растут пропорционально H, поочерёдно достигая уровня Ферми $\mathscr{E}_F$. Величина $\mathscr{E}_F$ сама зависит от поля. В отсутствие поля ($H = 0$) $\mathscr{E}_F^0 = (h^2/2m)(3\pi^2 N)^{2/3}$, где N — концентрация носителей заряда. Если магн. поля не очень сильные, так что $\hbar\omega_c \ll \mathscr{E}_F^0$, то значение $[\mathscr{E}_F(H)/\mathscr{E}_F^0] - 1 \approx (\hbar\omega_c/\mathscr{E}_F^0)^{3/2}$ мало и величину $\mathscr{E}_F$ можно считать постоянной. В случае $\hbar\omega_c > 2\mathscr{E}_F$ самый нижний уровень Ландау ($n = 0$) уже пересёк уровень Ферми и осциллирующая зависимость всех кинетич. коэф. от H сменяется монотонной зависимостью.

В слабых полях размытие уровней Ландау за счёт теплового движения ($\sim kT$) и конечного времени релаксации ($\sim \hbar/\tau$) приводит к уменьшению амплитуды осцилляций. Поэтому для наблюдения Ш. — де Х. э. необходимо выполнение условий $\omega_c\tau \gg 1$ и $\hbar\omega_c > kT$. Эти неравенства показывают, что в невырожденных полупроводниках Ш. — де Х. э. наблюдаться не может.

Во многих практически важных случаях величина осциллирующей добавки $\Delta\sigma$ к электропроводности σ_0 (при $H = 0$) даётся ф-лой

$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma_0} \approx \frac{x}{\operatorname{sh} x}\sqrt{\frac{\hbar\omega_c}{2\mathscr{E}_F}}\exp\left(-\frac{2\pi}{\omega_c\tau}\right)\cos\left(\frac{2\pi\mathscr{E}_F}{\hbar\omega_c} - \frac{\pi}{4}\right),$$

где $x = 2\pi^2 kT/\hbar\omega_c$. Множители перед cos являются плавными, монотонными ф-циями H. При условии $\mathscr{E}_F = \mathscr{E}_F^0$ косинус даёт периодич. зависимость $\Delta\sigma/\sigma_0$ от H^{-1} с периодом $\Delta(H^{-1}) = eh/mc\mathscr{E}_F^0$.

В случае анизотропного закона дисперсии ф-ла для периода осцилляций имеет вид

$$\Delta(H^{-1}) = 2\pi eh/S,$$

где S — площадь экстремального сечения *ферми-поверхности* плоскостью, перпендикулярной $\boldsymbol{H}$.

Исследование Ш. — де Х. э. позволяет получить информацию об электронных свойствах металлов и *вырожденных полупроводников*. Измерение периода осцилляций Δ даёт величину концентрации носителей заряда N при известном значении m. Значение m можно определить по температурной зависимости амплитуды осцилляций Ш. — де Х. э. Зависимость амплитуды осцилляций от H позволяет вычислить время релаксации носителей τ. Учёт спина электрона приводит к более сложным зависимостям, в частности к расщеплению экстремумов осцилляций, что, в свою очередь, позволяет определить величину g-фактора носителей заряда.

Лит.: Цидильковский И. М., Зонная структура полупроводников, М., 1978; Аскеров Б. М., Электронные явления переноса в полупроводниках, М., 1985. *И. П. Крылов.*

ШУМ — беспорядочные колебания (*флуктуации*) разл. физ. природы, отличающиеся сложной временной и спектральной структурой. В радиоэлектронике под Ш. принято понимать любые нежелательные возмущения, как правило, аддитивно накладывающиеся на полезный сигнал и искажающие его передачу, приём или индикацию. В зависимости от физ. природы Ш. подразделяются на акустические и электрические.

Акустический шум. Источником акустич. Ш. могут быть любые нежелательные механич. колебания в твёрдых, жидких и газообразных средах. Различают механич. Ш., вызываемый вибрацией, соударениями твёрдых тел (Ш. станков, машин и т. п.); аэро- или гидродинамич. Ш., возникающий в турбулентных потоках газов или жидкостей в результате флуктуаций давления (напр., Ш. в струе реактивного двигателя); термодинамич. Ш., обусловленный флуктуациями плотности газа (напр., в процессе горения), а также резким повышением давления (напр., при взрыве, электрич. разряде); кавитац. Ш., связанный с захлопыванием газовых полостей и пузырьков в жидкостях (*кавитаций*). Акустич. Ш. (напр., авиац. и ракетных двигателей) — источник НЧ-помех в работе радиоэлектронных устройств и одна из причин нарушения их работоспособности. В ряде случаев акустич. Ш. служит источником информации, т. е. выполняет роль сигнала. Так, по Ш. подводных лодок и надводных судов осуществляют их пеленгацию; шумоподобные сигналы используются в радиоэлектронике для разл. измерений.

Электрический шум. К электрич. Ш. относятся нежелательные возмущения токов, напряжений или напряжённостей эл.-магн. полей в радиоэлектронных устройствах. Различают Ш. регулярные (т. е. детерминированные, предсказуемые) и флуктуационные (случайные, непредсказуемые). Примеры регулярных Ш. — фон перем. тока цепей питания радиоэлектронных устройств; посторонние по отношению к рассматриваемому устройству ВЧ-помехи. Примеры флуктуац. Ш. — электрич. Ш., обусловленные неравномерной эмиссией электронов в эл.-вакуумных приборах (дробовой Ш.), неравномерностью процессов генерации и рекомбинации носителей заряда в полупроводниковых приборах, тепловым движением носителей заряда в проводниках (тепловой Ш.), тепловым излучением Земли, земной атмосферы, Солнца и т. д.

По положению источника Ш. относительно рассматриваемого устройства электрич. Ш. подразделяются на внешние и внутренние (собственные). По происхождению Ш. подразделяются на естественные и технические. Естеств. Ш. обусловлены дискретным строением вещества и статистич. характером протекающих в нём явлений. К таким явлениям относятся тепловые движения носителей заряда, процессы рекомбинации, ионизации, прохождение частиц через потенц. барьер и т. п. Примеры естеств. Ш.: собственные тепловые флуктуации тока в проводниках; тепловые флуктуации внеш. эл.-магн. излучения, поступающего в антенну радиоприёмного устройства; дробовой Ш. в электровакуумных приборах (ЭВП). В силу статистич. характера процессов, порождающих естеств. Ш., такие Ш. принципиально неустранимы. Техн. Ш. — следствие конструктивно-технол. несовершенства радиоэлектронных устройств. К таким Ш. относятся, напр., Ш. токораспределения в ЭВП, фон перем. тока цепей питания, Ш. вторичной электронной эмиссии, контактные, вибрац. Ш. Вредное влияние техн. Ш. на качество работы устройства может быть устранено или значительно ослаблено конструктивными и технол. приёмами.

Наиб. важное значение в радиоэлектронике имеют собств. флуктуац. Ш., определяющие *шумовую температуру* или *шума коэффициент* активных и пассивных четырёхполюсников. При наличии таких Ш. разл. физ. величины (ток, разность потенциалов и др.) являются случайными процессами, т. е. такими ф-циями времени $x(t)$, значения к-рых при каждом t случайны (непредсказуемы). Неслучайная составляющая $\bar{x}(t)$ процесса $x(t)$ получается статистич. усреднением $x(t)$ по множеству возможных x при $t=\text{const}$. Разность $\xi(t)=x(t)-\bar{x}(t)$ наз. флуктуацией величины $x(t)$ или, если $\bar{x}(t)$ — полезный сигнал, флуктуационным Ш. Важнейшей энергетич. характеристикой флуктуац. Ш., необходимой при их теоретич. и эксперим. описании, является спектральная плотность Ш., к-рая вводится след. образом. Пусть $\xi(\omega)$ — случайная ф-ция частоты ω, связанная с $\xi(t)$ преобразованием Фурье

$$\xi(\omega)=\int_{-\infty}^{\infty}\xi(t)e^{i\omega t}dt,$$

$\xi^*(\omega)$ — ф-ция, комплексно сопряжённая с $\xi(\omega)$. Тогда спектральная плотность $S_\omega(\xi)$ флуктуации $\xi(t)$ на частоте ω может быть определена из равенства

$$\overline{\xi(\omega)\xi^*(\omega')}=2\pi S_\omega(\xi)\delta(\omega-\omega'),$$

где $\delta(\omega-\omega')$ — дельта-функция Дирака; горизонтальная черта над произведением слева означает усреднение по множеству значений $\xi(\omega)$.

К наиб. распространённым разновидностям естеств. электрич. Ш. в радиоэлектронных устройствах относятся тепловой, дробовой и фликкерный Ш. Тепловой Ш. в электрич. цепях обусловлен хаотическим тепловым движением носителей заряда (электронов проводимости) в металлич. проводниках. Тепловой Ш. приводит к флуктуации напряжения U на зажимах проводника (двухполюсника). Эти флуктуации представляют собой стационарный случайный процесс, подчиняющийся *Гаусса распределению*. Спектральная плотность напряжения $S_\omega(U)$ теплового Ш. связана с импедансом $Z(\omega)$ двухполюсника и его темп-рой T след. соотношением (Найквиста формула):

$$S_\omega(U)=2kT\,\mathrm{Re}\,Z(\omega),$$

где k — постоянная Больцмана, Re — обозначение вещественной части комплексного импеданса двухполюсника (т. е. его активного сопротивления). Хотя тепловой Ш. возникает только в элементах, обладающих активным сопротивлением, наличие реактивных элементов в двухполюснике может изменить спектр флуктуаций. Ф-лу Найквиста можно применять к системам с распределёнными параметрами, если такую систему представить эквивалентной квазистационарной цепью. Так, при расчёте собственных тепловых Ш. в *антенне* (без учёта потерь) в ф-ле Найквиста под $\mathrm{Re}\,Z(\omega)$ понимают сопротивление излучения, а под T — его эфф. темп-ру. На практике вообще широко используется представление любого шумящего двухполюсника в виде эквивалентного резистора с соответствующей ему шумовой эдс и шумовой темп-рой или мощностью Ш.

Дробовой Ш. — специфич. и наиб. важный вид внутр. естеств. Ш. в электронных приборах. В ЭВП он возникает на поверхности катода вследствие статистич. характера эмиссии электронов и дискретности их заряда. Спектральная плотность тока катода $S_\omega(I)$ дробового Ш. при работе ЭВП в режиме насыщения определяется соотношением (Шоттки формула) $S_\omega(I)=eI_0$, где e — заряд электрона, I_0 — постоянная составляющая тока. Спектр дробовых Ш. флуктуаций анодного тока, обусловленных дробовым Ш. тока катода, равномерен до весьма высоких значений частот (на к-рых становится существенной конечность времени пролёта электрона от катода к аноду). В силу теплового разброса скоростей эмитируемых электронов дробовой Ш. всегда сопровождается флуктуациями не только тока, но и др. характеристик электронного потока. Электрич. Ш., родственные дробовому Ш. в ЭВП, наблюдаются и в *полупроводниковых приборах*. В последних различают Ш., вызванные дрейфом носителей заряда, и Ш., вызванные диффузией носителей заряда.

Фликкерный Ш. в ЭВП связан с неравномерным изменением эмиссионной способности отд. участков поверхности катода вследствие неравномерного изменения активности эмитирующего слоя (мерцания эффект), в полупроводниковых приборах — с процессами генерации

и рекомбинации носителей заряда в приповерхностных и приконтактных областях полупроводника или в оксидном слое на его поверхности, происходящими на т. н. медленных центрах рекомбинации. Фликкерный Ш. относится к НЧ-шумам; спектральная плотность тока фликкерного Ш. пропорциональна $I_0 b/\omega^\gamma$, где коэф. $b \sim 2$, $0{,}6 < \gamma < 3$ (определяются экспериментально). Причины фликкерных Ш. весьма сложны и разнообразны; их общая теория ещё не разработана (1990).

Лит.: Давенпорт В. Б., Рут В. Л., Введение в теорию случайных сигналов и шумов, пер. с англ., М., 1960; Харкевич А. А., Борьба с помехами, 2 изд., М., 1965; Шумы в электронных приборах, пер. с англ., М.—Л., 1964; Ван дер Зил А., Шум, пер. с англ., М., 1973; Суходоев И. В., Шумы электрических цепей. (Расчет), М., 1976; Введение в статистическую радиофизику, ч. 1—Рытов С. М., Случайные процессы, М., 1976; Робинсон Ф. Н. Х., Шумы и флуктуации в электронных схемах и цепях, пер. с англ., М., 1980; Букингем М., Шумы в электронных приборах и системах, пер. с англ., М., 1986. *В. В. Сапрынский.*

ШУМ АКУСТИ́ЧЕСКИЙ — см. в ст. *Шум*.

ШУ́МА КОЭФФИЦИЕ́НТ (шум-фактор) (F) — в общем случае вводится как число, показывающее, во сколько раз отношение мощностей сигнала и шума на входе четырёхполюсника больше, чем на его выходе, при этом обе мощности шума (на входе и на выходе) определяются в одной и той же полосе частот Δf, в к-рой параметры четырёхполюсника остаются примерно постоянными. На практике чаще пользуются принятым в качестве стандартного частным случаем приведённого определения Ш. к.:

$$F = 1 + \frac{P_{\text{сш}}}{P_{\text{шсн}}(T_0)},$$

где $P_{\text{сш}}$ — мощность собств. шума четырёхполюсника в полосе частот Δf, приведённая к его входу, к-рая добавляется к мощности шума на входе $P_{\text{швх}}$; $P_{\text{шсн}}(T_0)$ — мощность теплового шума согласованной нагрузки, находящейся при стандартной темп-ре T_0 [293 К по стандарту России (СССР) или 290 К по международному стандарту] в полосе частот Δf. Приведённое соотношение получается из общего при след. условиях: шумы, характеризуемые мощностями $P_{\text{швх}}$ и $P_{\text{сш}}$, статистически независимы; мощность $P_{\text{швх}}$ принимается равной $P_{\text{шсн}}(T_0)$; коэф. передачи четырёхполюсника по мощности для сигнала и шума одинаков, что справедливо для линейных пассивных и активных четырёхполюсников, к к-рым в большинстве случаев относятся малошумящие входные цепи: усилители, смесители, преобразователи частоты *радиоприёмных устройств*, систем передачи (обработки) информации, систем связи, радиолокац. систем и т. д.

Приравнивая мощность собств. шума $P_{\text{сш}}$ четырёхполюсника к мощности теплового шума воображаемой согласованной нагрузки, находящейся при нек-рой темп-ре $T_{\text{ш}}$, и применяя *Найквиста теорему*, можно получить ещё одно часто используемое выражение для Ш. к.:

$$F = 1 + T_{\text{ш}}/T_0,$$

где $T_{\text{ш}}$ — шумовая темп-ра четырёхполюсника. На практике Ш. к. выражают также в дБ, т. е. вместо F используют величину $10 \lg F$. Существует ряд др. определений Ш. к., к-рые по существу сводятся к определениям, приведённым выше.

Лит. см. при ст. *Шум*. *В. Н. Ешток.*

ШУ́МАНОВСКИЕ РЕЗОНА́НСЫ (резонансы в полости Земля — ионосфера) — резонансное усиление эл.-магн. атм. шумов в сферич. полости между Землёй и *ионосферой*. Теоретически предсказаны в 1952 В. Шуманом (W. Schumann) и экспериментально обнаружены в 1960 М. Бальсером (M. Balser) и Ч. Вагнером (C. Wagner). Резонансы возникают на основной моде волны E-типа, имеющей радиальную составляющую электрич. поля и азимутальную — магнитного. Эта волна распространяется вокруг земного шара со скоростью, близкой к скорости света, и с очень малым затуханием (~0,1—0,4 дБ/1000 км). Собственные частоты резонатора Земля — ионосфера без учёта потерь определяются по ф-ле $f_n \approx (c/2\pi a)\sqrt{n(n+1)}$, где $a = 6370$ км — радиус Земли, c — скорость света, $n = 1, 2, \ldots$ — целое число. Осн. потери связаны с ионосферной стенкой резонатора, и его добротность $Q_n \approx h/\delta_n$, где $h \approx 60$ км — высота ниж. ионосферы, δ_n — глубина скин-слоя на частоте f_n (см. *Скин-эффект*). Значения Q_n составляют неск. единиц и возрастают с ростом n.

Ш. р. обнаруживаются экспериментально по характерным максимумам в энергетич. спектрах атм. шумов. Обычно наблюдается ок. 5 резонансных пиков на частотах $f_{n\max} \approx 8$, 14, 20, 26, 32, ... Гц. Влияние магн. поля Земли приводит к расщеплению резонансных частот f_n на $(2n+1)$ компонентов, однако из-за низкой добротности резонатора тонкая структура спектра непосредственно не обнаруживается. Осн. источниками возбуждения Ш. р. являются вертикальные молниевые разряды. Кроме того, определ. вклад могут вносить и эл.-магн. колебания, генерируемые в магнитосфере.

Синхронные измерения Ш. р. в далеко разнесённых пунктах и изменчивость спектров в зависимости от времени суток позволяют вести систематич. глобальное наблюдение за грозовой активностью, определять глобальные характеристики ниж. ионосферы и затухание сверхнизкочастотных радиоволн в волноводе Земля — ионосфера.

Лит.: Блиох П. В., Николаенко А. П., Филиппов Ю. Ф., Глобальные электромагнитные резонансы в полости Земля — ионосфера, К., 1977. *П. В. Блиох.*

ШУМОВА́Я ТЕМПЕРАТУ́РА (эквивалентная) — эфф. величина, служащая относительной мерой спектральной плотности мощности эл.-магн. излучения источников шумов. Вводится по аналогии с равновесным излучением (тепловым шумом) согласованного сопротивления, спектральная плотность мощности для к-рого определяется ф-лой Найквиста: $S = kT$ (k — постоянная Больцмана, T — абс. темп-ра сопротивления). Т. о., под Ш. т. источника шума $T_{\text{ш}}$ следует понимать такую темп-ру согласованного сопротивления, при к-рой спектральная плотность мощности теплового шума этого сопротивления будет равна спектральной плотности мощности шумов данного источника. Относительной Ш. т. (или шумовым числом) наз. отношение $T_{\text{ш}}$ к «комнатной» темп-ре $T_0 = 290$ К.

Понятием Ш. т. широко пользуются в радиотехнике для оценки шумовых свойств эл.-вакуумных и полупроводниковых приборов, предназначенных для усиления и преобразования электрич. сигналов, и эталонных шумовых генераторов; в *радиоастрономии* — для описания источников космич. радиоизлучения. Понятие Ш. т. используется также для определения шумового вклада, вносимого радиоприёмными устройствами в полезный сигнал в процессе его обработки. В этом случае $T_{\text{ш}}$ и *шума коэффициент* (шум-фактор) F связаны ф-лой

$$T_{\text{ш}} = (F-1)T_0.$$

Ш. т. реальных объектов определяется обычно сравнением с эталонными шумовыми генераторами.

ШУМЫ́ в радиоэлектронике — см. в статьях *Шум* и *Флуктуации электрические*.

ЩЕЛЕВЫ́Е АНТЕ́ННЫ — *антенны*, выполненные в виде узких отверстий (щелей) в плоском или криволинейном металлич. экране. Щ. а. обычно конструируются таким образом, что излучение происходит только в одно полупространство относительно экрана. В Щ. а. практически отсутствуют выступающие части, поэтому они не нарушают аэро- или гидродинамику объектов, на к-рых установлены, что обусловливает широкое применение их на самолётах, ракетах и др. подвижных объектах.

В метровом и дециметровом диапазонах волн однонаправленное излучение Щ. а., прорезанных в плоском экране, достигается применением резонаторов, закрывающих щель с одной стороны. Щель имеет обычно форму узкого длинного отверстия длиной $\lambda/2$, где λ — длина волны в свободном пространстве. Для увеличения широкополосности щель может быть выполнена в форме гантели. Коаксиальный фидер, соединяющий Щ. а. (в передающем режиме) с генератором, вводится внутрь резонатора, причём центр. проводник присоединяется к одной стороне

щели, а внешний (оплётка) — к другой. Возможны также др. способы возбуждения резонаторов; в общем случае необходимо, чтобы щель пересекала линии токов проводимости, протекавших до прорезания щели на стенках резонатора. Эти токи переходят в этом случае в токи смещения, текущие перпендикулярно краям щели; между краями щели создаётся разность потенциалов. Подобная щель вызывает излучение эл.-магн. энергии в окружающее пространство, эквивалентное излучению нек-рого «магн. тока», текущего по экрану вдоль щели; по этой причине Щ. а. иногда наз. магн. антенной.

Диаграмму направленности (ДН) и входное сопротивление Щ. а., прорезанных в плоском экране, можно приближённо найти с помощью принципа двойственности, согласно к-рому поле излучения щели при бесконечном экране совпадает (при замене векторов $\boldsymbol{E}$ и $\boldsymbol{H}$ соответственно на $\boldsymbol{H}$ и $-\boldsymbol{E}$) с полем ленточного вибратора, дополняющего экран до сплошного (ленточный вибратор эквивалентен вибратору цилиндрич. формы, если его радиус в 4 раза меньше ширины щели). Конечность размеров реально используемых экранов приводит к искажению ДН, особенно в плоскости, перпендикулярной щели.

Для создания направленного излучения в плоскости щели применяются кольцевые щели, прорезанные в плоском экране. Возбуждение такой щели можно осуществить с помощью конич. перехода от коаксиального кабеля; чаще для этой цели используются кольцевые резонаторы. Применяются также кольцевые Щ. а. на цилиндре с коаксиальным резонатором. К Щ. а. относятся многочисл. варианты полосковых и микрополосковых антенн.

В диапазоне сантиметровых и миллиметровых волн наиб. широко применяются многощелевые антенны, прорезанные обычно в узкой или широкой стенках прямоуг. *волновода*, работающего в режиме волны H_{10}. Для возбуждения щелей, прорезанных в волноводе, необходимо, как и в случае с резонатором, чтобы щели пересекались токами проводимости, текущими на внутр. поверхности стенок волновода. Чаще применяются прямолинейные полуволновые продольные щели на широкой стенке или наклонные на узкой, излучающие поле линейной поляризации. Для получения круговой поляризации поля излучения можно использовать крестообразные щели, прорезанные в широкой стенке прямоуг. волновода на расстоянии четверти её ширины от ср. линии. ДН многощелевых волноводных антенн в плоскости, параллельной оси волновода, обладает направленностью, зависящей от числа щелей; в плоскости, перпендикулярной оси волновода, ДН практически ненаправленная. Коэф. направленного действия примерно равен утроенному числу щелей. Для уменьшения отражений от отд. щелей расстояние d между продольными щелями, располагаемыми в шахматном порядке на широкой стенке, выбирается отличным от $\Lambda/2$, где Λ — длина волны в волноводе. При наличии на конце волновода поглощающей нагрузки в антенне устанавливается режим бегущей волны (т. н. нерезонансные антенны); при этом максимум ДН отклонён от нормали в ту или иную сторону в зависимости от d. При изменении частоты направление максимума излучения меняется, что позволяет создавать системы с частотным сканированием. Осн. недостаток нерезонансных антенн связан с проявлением «эффекта нормали» — резкого рассогласования антенны с питающим волноводом на частоте, когда $d=\Lambda/2$ и максимум излучения должен быть направлен по нормали к антенне. Для формирования максимума излучения по нормали используются резонансные антенны, напр. в виде системы продольных щелей, расположенных в шахматном порядке на расстоянии $d=\Lambda/2$; волновод в этом случае снабжают на конце короткозамкнутым поршнем.

Щ. а. часто применяются для возбуждения волноводов, объёмных резонаторов, а также в качестве первичных облучателей в сложных антеннах.

Лит.: Фельд Я. Н., Бененсон Л. С., Антенно-фидерные устройства, ч. 2, М., 1959; Айзенберг Г. З., Ямпольский В. Г., Терешин О. Н., Антенны УКВ, ч. 2, М., 1977; Сазонов Д. М., Антенны и устройства СВЧ, М., 1988. *Г. А. Ерохин.*

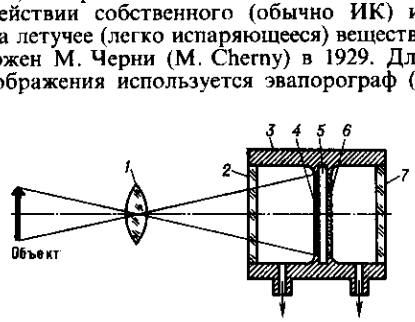
ЩЕЛОЧНЫЕ МЕТА́ЛЛЫ — хим. элементы (щелочные элементы), составляющие гл. подгруппу I группы периодич. системы элементов, а также отвечающие им простые вещества — металлы. К Щ. м. относятся литий Li (ат. номер 3), натрий Na (11), калий K (19), рубидий Rb (37), цезий Cs (55) и радиоакт. франций Fr (87). Распространённость Na и K в земной коре сравнительно велика (2,64 и 2,5% по массе соответственно), остальные стабильные Щ. м. относятся к редким и рассеянным элементам. Все Щ. м. — сильно электроотрицательные элементы; значение электроотрицательности от 1,0 (Li) до 0,7 (Fr). Внеш. электронная оболочка состоит из 1 электрона (электронная конфигурация s^1). Щ. м. относят к непереходным элементам. Линейные размеры атомов Щ. м. самые большие в соответствующих периодах системы Менделеева, радиус атома возрастает от 155 пм (Li) до 280 пм (Fr). Энергия ионизации уменьшается от 5,392 эВ (Li) до 3,894 эВ (Cs). Все Щ. м. легко отдают внеш. электрон и становятся однозарядными положит. ионами.

Щ. м. — лёгкие металлы [их плотность увеличивается от 0,539 кг/дм^3 (Li) до 1,904 кг/дм^3 (Cs)], они легкоплавки, $t_{пл}$ изменяется от 180,5 °C (Li) до 28,4 °C (Cs). Наиб. интенсивные линии в спектрах Щ. м.: красный дублет у Li, жёлтый — у Na, фиолетовый — у K и Cs, пурпурно-красный — у Rb. Хим. свойства Щ. м. также близки: все они химически очень активны, реагируют с кислородом и водой при комнатной темп-ре. Гидроксиды Щ. м. — сильные основания (ёдкие щёлочи; отсюда назв. металлов). Подавляющее большинство солей Щ. м. хорошо растворимо в воде.

Применение Щ. м. в свободном виде ограничено их сильной реакционной способностью. Расплавленные Na и K используют как теплоносители, Cs и др. Щ. м. — как геттеры в вакуумной аппаратуре. *С. С. Бердоносов.*



ЭВАПОРОГРА́ФИЯ (от лат. evapоro — испаряю и греч. gráphō — пишу) — способ получения «рельефных» (разнотолщинных) изображений объектов, основанный на тепловом воздействии собственного (обычно ИК) излучения объекта на летучее (легко испаряющееся) вещество. Метод Э. предложен М. Черни (M. Cherny) в 1929. Для регистрации изображения используется эвапорограф (рис.), содержащий тонкую пластину (мембрану) из материала с высокой теплопроводностью (обычно из нитроцеллюлозы), расположенную в вакуумированной камере. Одна сторона мембраны, обращённая к объекту, покрыта тонким слоем вещества (напр., очищенной сажей), обладающего равномерным поглощением ИК-излучения; на этот слой проеци-



Принципиальная схема эвапорографа: *1* — специальный объектив; *2* — пластина (входное окно эвапорографа), прозрачная для ИК-лучей; *3* — камера; *4* — слой вещества, поглощающего ИК-лучи; *5* — мембрана; *6* — слой легко испаряющегося вещества; *7* — стеклянная пластина (выходное окно эвапорографа).

руют изображение объекта в ИК-лучах, поглощая к-рые, вещество слоя нагревается. Степень нагрева его разл. участков зависит от распределения освещённости в ИК-изображении; т. о., в слое, поглощающем ИК-лучи, возникает «тепловое» изображение объекта, к-рое через мембрану передаётся на др. её сторону. В результате на мембране получается скрытое (невидимое глазом) «рельефное» изображение объекта вследствие либо неравномерного испарения (в соответствии с «тепловым» изображением) летучего вещества, предварительно нанесённого на её поверхность (регистрация посредством испарения), либо, наоборот, неравномерного осаждения на эту поверхность вещества из паров, заранее введённых в камеру (регистрация посредством конденсации).

Для визуализации скрытого «рельефного» изображения на него направляют пучок параллельных лучей белого света. В результате интерференции света на поверхности слоя образуется цветная интерференционная картина, при этом окраска разл. участков слоя зависит от их толщины. Полученное цветное изображение можно сфотографировать обычным способом.

Удаление полученного «рельефного» изображения осуществляется равномерным интенсивным освещением зачернённой стороны мембраны, после чего на ней можно снова регистрировать новое изображение. Мин. промежуток времени между двумя последоват. регистрациями в Э. составляет ~2 мин.

Э. применяется для наблюдения или фотографирования объектов в темноте, дистанционного определения темп-ры и её распределения по поверхности объекта (чувствительность ~0,5 °С) и др. целей. Регистрацию посредством испарения рекомендуется осуществлять при темп-ре объектов св. 70 °С, посредством конденсации — ниже 70 °С. Область спектральной чувствительности эвапорографов достигает 10 мкм. Она зависит от свойств вещества, поглощающего ИК-лучи.

Лит.: Фаерман Г. П., Получение изображений в далёкой инфракрасной области спектра методом эвапорографии, «Журнал научной и прикладной фотографии и кинематографии», 1963, т. 8, в. 2, с. 153.

С. В. Кулагин.

ЭВМ в физике. Используется в следующих осн. направлениях: автоматизация эксперимента и управление процессами в реальном времени (см. *Автоматизация эксперимента*), численный анализ, аналитич. вычисления, компьютерный эксперимент, визуализация данных физического или компьютерного эксперимента (см. *Графическое представление данных*), локальные вычислит. сети.

Численный эксперимент физ. модели на ЭВМ обычно завершает её теоретич. исследование, доведённое до описывающего систему набора ур-ний или ф-л. Последние в большинстве случаев могут быть проанализированы лишь с помощью численного анализа, состоящего в решении этих ур-ний или расчёте ф-л с использованием соответствующих методов вычислит. математики [1, 2].

Аналитические вычисления. Наряду с огромными возможностями для численного анализа задач физики совр. компьютерные системы предоставляют физикам-теоретикам широкий спектр программных систем аналитич. вычислений (САВ), см. [3—6], позволяющих аналитически выполнять такие операции, как дифференцирование, интегрирование, решение систем ур-ний, упрощение выражений (приведение подобных членов, подстановку вместо символа или выражения др. выражения и т. д.). В итоге результат вычисления представляет собой нек-рое аналитич. выражение, напр. ф-цию с явной зависимостью от её аргументов. САВ являются мощным (и практически единственным) инструментом решения задач, требующих непомерно больших затрат ручного труда при их аналитич. решении (напр., задача обращения матрицы достаточно высокого порядка, элементы к-рой являются символами или алгебраич. выражениями), или задач, очень чувствительных к потере точности при их численном решении (напр., задача анализа устойчивости плазмы в установке типа токамак, сводящаяся к условию существования нуля нек-рой ф-ции в заданной области, положение к-рого очень чувствительно к потере точности при численных расчётах) [3, 6]. Разумеется, САВ могут решать только те задачи, для к-рых известен чёткий алгоритм построения решения.

Традиц. области приложения САВ в физике — небесная механика, общая теория относительности, квантовая теория поля, физика элементарных частиц, физика плазмы, гидродинамика, теория нелинейных дифференц. ур-ний и др. Один из наиб. ярких результатов — вычисление вклада трёхпетлевых диаграмм в аномальный магн. момент электрона, что позволило достичь согласия теории и эксперимента с точностью $\sim 10^{-12}$, см. [5].

Наиб. распространённая САВ — система REDUCE, созданная в кон. 1960-х — нач. 1970-х гг. под руководством Э. Хирна [7]. Первая версия системы разработана для мини-ЭВМ серии PDP-11 фирмы Digital Equipment Corporation (США). Впоследствии REDUCE стал доступен на всех осн. типах ЭВМ, включая персональные компьютеры и рабочие станции.

Принцип работы САВ REDUCE показан на рис. 1. Пользователь REDUCE пишет задания на специализир. языке высокого уровня описания аналитич. вычислений (язык REDUCE). Собственно САВ REDUCE написана на языке Лисп [4]. Пользователю, однако, знание Лиспа не требуется, поскольку выполнение программы на REDUCE состоит в преобразовании (трансляции) программы на язык Лисп, выполнении Лисп-программы компьютером и затем в обратном преобразовании результатов работы Лисп-программы на язык REDUCE. Т. о., пользователь общается с САВ лишь на языке REDUCE. Часто выданные САВ REDUCE ф-лы необходимо использовать для численного счёта. Сама САВ REDUCE умеет производить выкладки с произвольной точностью, но очень медленно. Поэтому более эффективно использовать получаемые ф-лы для счёта на языке Фортран. Для этого САВ REDUCE снабжена специальной опцией, формирующей выдачу результатов в форме программы на Фортране.

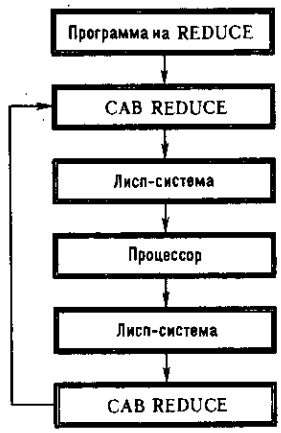


Рис. 1. Принцип работы системы аналитических вычислений.

САВ REDUCE состоит из ядра, встроенных пакетов на REDUCE, загружаемых в память при первом обращении к ним, и внеш. пакетов, загружаемых пользователем с помощью спец. команд. Существует большое число пакетов для применения в разл. областях физики и математики, к-рые можно получить по сети электронной почты [3].

Компьютерный эксперимент (КЭ) состоит в моделировании методами КЭ модели физ. системы с целью изучения её характеристик, выявления новых закономерностей. В отличие от численного анализа модели, когда её осн. исследование выполняется аналитически, в КЭ модель системы строится из первых принципов либо с использованием фундам. законов и небольшого числа параметров. Методы КЭ подразделяются на стохастические (см. *Монте-Карло метод*) и детерминистические (см. *Молекулярной динамики метод*) [2, 8, 9]. Прогресс в КЭ связан с прогрессом технологии и теории параллельных вычислений [10]. Базой для них являются совр. многопроцессорные вычислит. системы с параллельной обработкой данных (см. *Микропроцессор, Процессор*), производительность к-рых достигает 10^9 плавающих операций в секунду; ведутся работы над проектом компьютера производительностью 10^{12} плавающих операций в секунду [10].

Одно из осн. достоинств КЭ — устранение в нём ограничений на модели, присущих любому аналитическому или численному анализу. Благодаря возможности изучения

сложных систем КЭ является своего рода «эталоном», с к-рым могут сравниваться разл. приближённые модели. С др. стороны, КЭ допускает также сравнение с реальным экспериментом и, следовательно, проверку корректности модели (рис. 2). Наконец, КЭ позволяет заполнить разрыв между теорией и реальным экспериментом. Нек-рые величины или зависимости невозможно или трудно измерить в реальном эксперименте, в КЭ же они могут быть легко вычислены.



Рис. 2. Связь между экспериментом, компьютерным экспериментом и разработкой теорий.

Вычислительные сети (ВС) — коммуникац. системы, позволяющие сообщаться друг с другом однотипным или разнородным средствам вычислительной и микропроцессорной техники, включая разл. типы компьютеров, периферийное оборудование (терминалы, принтеры, графопостроители, устройства внеш. памяти и др.). ВС классифицируются по параметру географич. площади (где размещается связанное в сеть оборудование) на глобальные и локальные ВС [11—13].

Глобальные ВС охватывают города, области и регионы одной или неск. стран.

Локальные ВС (ЛВС) объединяют разл. компьютеры и устройства в пределах одного учреждения, группы лабораторий или одной лаборатории. ЛВС наиб. широко используются в физике при построении систем автоматизации эксперимента и в системах распределённой обработки данных [14]. Последние позволяют, напр., осуществлять обработку и хранение больших массивов эксперим. информации отдельно от места её регистрации и предварит. обработки. Наиб. развитые системы такого типа созданы в центрах физики высоких энергий, космич. центрах и центрах по атомной энергии (CERN, NASA, MAGATE и др.).

Типичная ЛВС позволяет организовать передачу файлов данных от одного компьютера к другому, разделение таких ресурсов, как принтеры и память на магн. дисках, удалённый доступ к любому компьютеру сети, пересылку электронной почты (см. ниже), загрузку программного обеспечения по сети и др. Последняя возможность позволяет использовать в ЛВС компьютеры, не имеющие устройств внеш. памяти на магн. носителях.

ЛВС характеризуются архитектурой (топологией), физ. средой передачи информации, методами доступа и протоколами управления в сети.

Архитектура (топология) ЛВС определяет взаимное размещение устройств (т. н. узлов в терминах ЛВС), объединяемых ЛВС, и способ соединения между ними. Осн. архитектуры ЛВС — шинная, кольцевая и типа «звезда» (рис. 3). Принтеры, модемы и устройства внеш. памяти на магн. дисках подключаются к ЛВС при помощи спец. интерфейса — сетевого сервера, к-рый позволяет разделять подключаемый ресурс между узлами сети. Для увеличения длины среды передачи ЛВС, связи ЛВС одного типа и ЛВС разных типов применяются спец. устройства — соответственно повторители, мосты и шлюзы.

Физ. среда ЛВС — физ. носитель для передачи *информации*. Для реализации ЛВС используются витая пара, коаксиальный кабель, волоконно-оптич. кабель и эфир (радио-, ИК- и микроволновой диапазоны). Сравнит. характеристики физ. сред ЛВС приведены в табл.

Методы доступа в ЛВС — методы разделения общего ресурса физ. среды передачи между узлами ЛВС при приёме или передаче данных. Сложность проблемы разделения среды передачи заключается в том, что отд. узлы должны осуществлять передачу таким образом, чтобы не мешать друг другу. В противном случае будет происходить наложение сигналов и их взаимное искажение, т. е. возникнет конфликтная ситуация. Все методы доступа в ЛВС можно разделить на методы, применяемые при централизованном и децентрализованном управлении сетью. В первом случае конфликтные ситуации легко разрешаются центр. арбитром (напр., центр. процессором, обслуживающим шину данных компьютера). Методы доступа в сетях с децентрализованным управлением можно разделить на случайные, маркерные и интервальные.

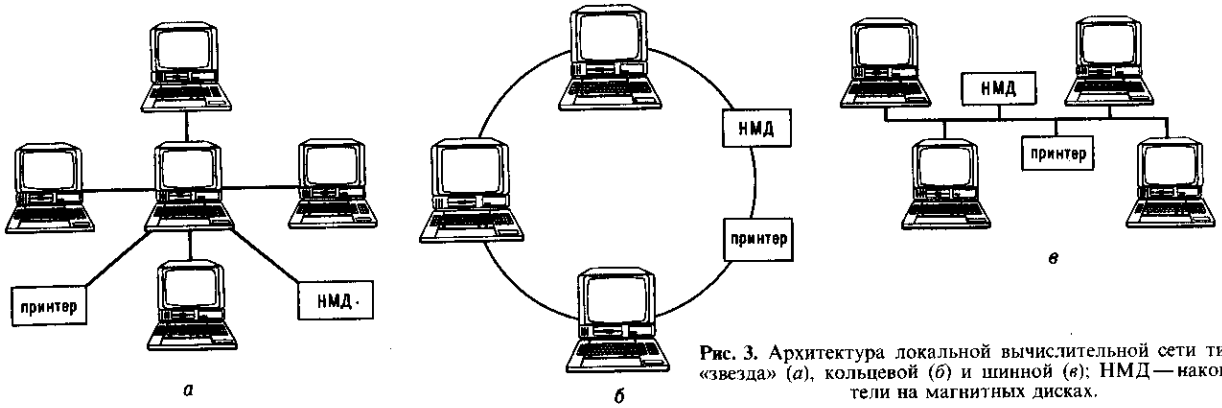


Рис. 3. Архитектура локальной вычислительной сети типа «звезда» (*а*), кольцевой (*б*) и шинной (*в*); НМД — накопители на магнитных дисках.

Характеристика	Тип физической среды			
	витая пара	коаксиальный кабель	волоконно-оптический кабель	эфир
Скорость передачи, Мбит/с	5	10	1000	20000
Максимальная длина, км	0,01...0,1	2,5	200	20
Типичное число узлов в сети	10...100	100	2	—
Сложность соединения	низкая	средняя	высокая	низкая
Возможность ответвления	плохая	средняя	плохая	хорошая
Помехозащищённость	средняя	высокая	очень высокая	высокая
Относительная стоимость	1	10	50	—

Случайные методы доступа характеризуются тем, что узлы сети могут передавать данные в произвольные моменты времени, что приводит к возникновению конфликтов при одноврем. передаче данных двумя или неск. узлами. Искажённые данные при этом передаются заново. Для уменьшения вероятности конфликтов узел может проверить наличие передачи данных от др. узлов, прежде чем начать передавать свои данные («слушай, прежде чем говорить»).

В маркерных методах доступа право на передачу в сети переходит от одного узла к другому в определ. последовательности или по приоритетам с помощью спец. сообщений (маркеров).

Узел, получивший маркер, может передавать данные в течение определ. времени, после чего обязан передать маркер след. узлу.

Интервальные методы доступа позволяют разделить среду передачи данных между узлами ЛВС, предоставляя в простейшем случае каждому узлу фиксир. интервал времени для передачи данных.

Протоколы управления в ЛВС. Задача передачи информации от одного узла к другому осуществляется в ЛВС согласно протоколам передачи данных. Они включают в себя определения формата передаваемых данных, процедур передачи данных и управления каналом связи. Простейшими протоколами являются протоколы последовательного и параллельного обмена, реализуемые в соответствующих интерфейсах. Большинство протоколов управления ЛВС используют в настоящее время принципы, заложенные в высокоуровневом протоколе управления каналом передачи данных (HDLC — High-level Data Link Control) [11]. Данные, согласно этому протоколу, передаются блоками байт (кадрами), имеющими формат, показанный на рис. 4. Передаваемые данные размещаются в информац. поле кадра и сопровождаются рядом полей.

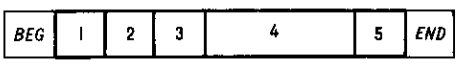


Рис. 4. Формат кадра протокола HDLC: *BEG, END* — поля заголовка и конца кадра; 1, 2 — поля адреса получателя и отправителя; 3 — поле команды управления; 4 — информационное поле данных; 5 — контрольное поле.

Для определения номера узла, к-рому адресована информация, в кадре указывается адрес получателя, а для контроля за отправителем — адрес отправителя. Протокол включает также набор команд управления каналом, таких, как «сброс канала», «передача данных» и др.

Одной из наиб. распространённых ЛВС является ЛВС Ethernet [11—13], разработанная фирмой Xerox (США) в 1976 для связи персональных компьютеров. С 1980 эта ЛВС принята в качестве стандарта фирмами Digital Equipment Corporation, Intel, Xerox и др. ЛВС Ethernet имеет шинную архитектуру, физ. среда передачи — коаксиальный кабель, обеспечивающий скорость передачи данных 10 Мбит/с. Способ доступа к каналу — случайный с проверкой передачи и столкновений.

Электронная почта (ЭП; Electronic mail, E-mail) — система передачи письменной корреспонденции по локальным и глобальным ВС, позволяет организовать оперативную связь между учёными, работающими в разл. географич. точках [15, 16]. Наряду с телефонной и факсимильной связью ЭП становится стандартным средством передачи информации. Доклады на мн. научные конференции, статьи в ряд ведущих научных журналов принимаются по ЭП.

Сеть ЭП работает след. образом. Конечный пользователь имеет компьютер (как правило, персональный), оснащённый модемом и спец. программой, позволяющей передавать сообщения на один из узловых компьютеров сети ЭП (расположенных по региональному признаку). Связь пользовательского компьютера с региональным узлом почты осуществляется по обычным телефонным линиям при помощи модема. Это ограничивает скорость передачи информации скоростью 1200 ... 2400 бит/с (на большие расстояния, в условиях помех). Пользователь может в любое время связаться («позвонить») со своего компьютера с узловым компьютером, получить адресованные ему сообщения, хранящиеся на нём, и отправить свои.

Узловые, региональные компьютеры сети ЭП соединены, в свою очередь, либо выделенными (некоммутируемыми) телефонными линиями, либо к.-л. др. способом, обеспечивающим быструю передачу больших объёмов информации между узлами. В качестве узлов обычно используются мощные рабочие станции или мини-ЭВМ, работающие круглосуточно. По такому принципу организована, напр., одна из наиб. распространённых в России сетей ЭП сеть RELCOM [16]. В настоящее время существует множество сетей ЭП (Internet, Bitnet, EUnet и др.), фактически перекрывающих территорию всех развитых стран. Разл. сети ЭП связаны между собой через соответствующие шлюзы — компьютеры, являющиеся узлами одновременно в разных сетях ЭП.

ЭП во многом напоминает обычную: текст письма вводится с клавиатуры или из заранее приготовленного файла, снабжается сопроводительной информацией (адресами получателя и отправителя, датой отправления и др.) и отправляется адресату. Адрес в сети ЭП задаётся по-разному в разл. сетях. Напр., адрес «head @ dept. institute. msk. su» имеет типичную структуру адреса сети Internet (и RELCOM), в к-рой слева от знака @ указывается имя адресата (head), справа — его адрес в сети, состоящий из кода страны (su), кода города (msk), назв. ин-та (institute) и подразделения (dept). Коды всех стран, за исключением США, состоят из 2 букв (напр., su, ru — Россия, fr — Франция, it — Италия и т. д.). Адресаты, расположенные в США, имеют 3-буквенный код (edu — учебные заведения, com — коммерческие структуры, gov — правительственные организации, mil — военные организации и т. п.).

Сети ЭП предоставляют наряду с пересылкой электронных писем услуги по организации телеконференций и возможность использования публичных архивов файлов [16]. Кроме того, новейшие системы ЭП позволяют передавать т. н. мультимедиа-письма (multimedia mail), объединяющие текст, графику, речь (звук) и факсимильную информацию в одном сообщении.

Лит.: 1) Федоренко Р. П., Введение в вычислительную физику, М., 1994; 2) Гулд Х., Тобочник Я., Компьютерное моделирование в физике, пер. с англ., ч. 1—2, М., 1990; 3) Константинов А. Б., ЭВМ в роли теоретика: символьные выкладки и принципы искусственного интеллекта в теоретической физике, в кн.: Эксперимент на дисплее. Первые шаги вычислительной физики, М., 1989; 4) Крюков А. П., РодионовА. Я., Таранов А. Ю., Шаблыгин Е. М., Программирование на языке R-Лисп, М., 1991; 5) Еднерал В. Ф., Крюков А. П., Родионов А. Я., Язык аналитических вычислений REDUCE, М., 1989; 6) Гердт В. П., Тарасов О. В., Ширков Д. В., Аналитические вычисления на ЭВМ в приложении к физике и математике, «УФН», 1980, т. 130, с. 113; 7) Hearn A. C., REDUCE User's Manual, RAND Corp., pub. CP78, 1987, rev. 7/87; 8) Компьютеры, модели, вычислительный эксперимент, М., 1988; 9) Хеерман Д. В., Методы компьютерного эксперимента

в теоретической физике, пер. с англ., М., 1990; 10) Physics Today (Special Issue on High-Performance Computing and Physics), 1993, March; 11) Мячев А. А., Степанов В. Н., Щербо В. К., Интерфейсы систем обработки данных, М., 1989; 12) Ги К., Введение в локальные вычислительные сети, пер. с англ., М., 1986; 13) Бойченко Е. В., Кальфа В., Овчинников В. В., Локальные вычислительные сети, М., 1985; 14) Задков В. Н., Пономарев Ю. В., Компьютер в эксперименте. Архитектура и программные средства систем автоматизации, М., 1988; 15) Шварцман В. О., Электронная почта, М., 1986; 16) Антонова П., Сеть RELCOM и электронная почта, «Компьютер Пресс», 1991, т. 10, с. 69. *В. Н. Задков.*

ЭВОЛЮ́ЦИЯ БИОЛОГИ́ЧЕСКАЯ — процесс развития биосферы от образования живых объектов до совр. её состояния. Выделяют след. этапы происхождения жизни:

1) синтез осн. биологически важных молекул: сахаров, липидов, нуклеотидов, аминокислот и их случайных полимеров; образование комплексных структур, содержащих полипептиды в липидной оболочке;

2) образование комплексов из полинуклеотидов и белков, способных к комплементарной ауторепродукции (гиперциклов); образование единого биол. кода;

3) образование многообразия живых объектов, существующих за счёт материалов, накопленных в предбиол. период (анаэробы);

4) появление организмов, способных усваивать энергию света, разлагать воду и использовать продукты разложения (кислород и восстановленные органич. вещества) для биосинтеза; образование структуры трофич. уровней, биоценозов и формирование совр. биосферы;

5) появление разумных живых существ.

Первые два этапа относят к периоду хим. (предбиол.) эволюции; собственно Э. б. начинается с 3-го этапа.

Во всём процессе Э. б. и в каждом из периодов различают конвергентные и дивергентные стадии. В результате конвергентной стадии свойства живых объектов становятся одинаковыми (стадии образования единого кода и формирования вида). В дивергентной стадии вид расщепляется, т. е. из одной популяции образуются две (или более) различающиеся по свойствам популяции (стадии образования первичных гиперциклов, появления многообразия живых объектов, зарождения новых видов при освоении новой экологич. ниши, в частности новых источников питания и энергии). В процессе дивергентной стадии численность нового вида возрастает экспоненциально, затем рост прекращается, в конвергентной стадии численность постоянна. По исчерпании ресурсов экологич. ниши численность резко падает и часто вид исчезает; кривая зависимости численности от времени называется логистической. Переход от дивергентной фазы к конвергентной совершается быстро и сопровождается большими флуктуациями. Матем. моделирование переходных процессов в Э. б. показывает, что часто они носят характер катастрофы (см. *Катастроф теория*), что и объясняет резкие изломы логистич. кривой.

Свойства объектов популяции отличаются друг от друга, т. е. имеется распределение свойств. Свойства разных популяций также различны, в то же время их распределения могут перекрываться. Различают генотипические и фенотипические свойства. Первые связаны с информацией, заключённой в генотипе организма, т. е. с последовательностью нуклеотидов в ДНК (см. *Полимеры биологические*), вторые отражают феноменологию живых существ. В значит. мере фенотипич. свойства определяются генетич. информацией (безусловные рефлексы, врождённые признаки), но часть их связана с конкретными условиями развития и существования данного организма или популяции (приобретённые признаки, условные рефлексы) и не связана с генетич. информацией.

Здесь будут рассмотрены молекулярные (физ.) и информац. аспекты Э. б. В основе этого рассмотрения лежат след. процессы, изучение к-рых — одна из задач *биофизики*: а) комплементарная ауторепродукция (самовоспроизведение) гена; б) изменение гена за счёт точечных мутаций, вызванных либо тепловыми флуктуациями, либо мутагенными факторами (облучение УЗ и рентг. излучением, протонами и электронами высоких энергий, хим. мутагены и т. д.). В результате в ДНК происходят замены нуклеотидов, их удаление и вставки; в) блочные мутации, т. е. удаления из генома и вставки в него целой последовательности нуклеотидов за счёт спец. аппарата клетки, позволяющего встраивать в её геном участки ДНК (т. н. плазмиды), попадающие в клетку извне.

Во всех упомянутых случаях происходит изменение свойств синтезируемых белков и (или) появление новых белков, что влияет на фенотипич. признаки. Существуют механизмы регуляции на эпигенетич. уровне. Регуляция транскрипции на уровне инициации является результатом экспрессии генома, его репрессии и блокировки. При блокировке (спец. белками) соответствующий ген не участвует в биосинтезе белка, не влияет на фенотипич. признаки, но участвует при редупликации ДНК и передаётся по наследству при делении клетки. Кол-во такой нейтральной генетич. информации (т. е. «молчащих» генов) достаточно велико. При определ. условиях может происходить их деблокировка: «молчащие» гены экспрессируются и перестают быть «нейтральными».

Регуляция транскрипции на уровне последовательности РНК, уже скопированной с генома, происходит за счёт белков рестриктаз и лигаз, к-рые «разделяют» РНК на блоки; нек-рые из них отбрасываются (интроны), а другие (экзоны) сшиваются лигазами и поступают в аппарат биосинтеза белков. Интроны можно рассматривать как нейтральную информацию, к-рая при изменении условий (т. е. состава рестриктаз и лигаз) может превратиться в активную.

Эти процессы играют разную роль в конвергентных и дивергентных стадиях Э. б. В конвергентных стадиях гл. факторы — естеств. отбор (принцип Дарвина) и выбор. Отбор происходит по фенотипич. признакам, и в результате него в живых остаются наиб. приспособленные к данной экологич. нише особи. Отбор влияет на геном, именно на экспрессированную его часть, при этом вымирают те особи, в к-рых совокупность белков (синтезированных на основании генетич. информации) не обеспечивает наиб. приспособленного фенотипа. В результате распределения по фенотипич. и генетич. свойствам сужаются.

Отбор протекает на фоне точечных мутаций. Те из них, к-рые снижают эволюц. преимущества, элиминируются (вымирают). Малая часть мутаций, дающих эволюц. преимущества, сохраняется и закрепляется. Блочные мутации, ведущие к сильному изменению фенотипич. признаков, в конвергентной стадии не участвуют (или элиминируются как негативные).

Выбор означает вытеснение одного вида другим, даже если они фенотипически равноправны, но взаимодействие между ними антагонистично (межвидовая борьба сильнее, чем внутривидовая, и перекрёстное оплодотворение исключено). В результате выбора выживает более многочисл. вид, не всегда наиб. приспособленный. Выбор играет важную роль на ранних этапах эволюции — при образовании генетич. кода и возникновении биол. асимметрии, а также при освоении одной экологич. ниши двумя видами. При этом один вид вытесняется другим, так что одну нишу может заселять лишь один вид. Мутации в процессе выбора существ. роли не играют.

Гл. фактор дивергентных стадий — возникновение новых фенотипич. свойств, позволяющих начать освоение новой ниши. Они могут появиться в результате либо блочных мутаций, либо перераспределения экзонов и интронов, либо деблокировки «молчащего» генома.

1. Возникновение жизни

Молекулярный аспект. Накопление биологически важных молекул (липиды, сахара, аминокислоты, нуклеотиды) в необходимых для Э. б. кол-вах в термодинамически равновесных условиях невозможно. В открытой системе оно возможно благодаря воздействию УФ и космич. излучения, электрич. разрядам и перепадам темп-ры. Наиб. вероятно образование и накопление упомянутых молекул в горячих водоёмах в результате вулканич. деятельности.

В тех же условиях возможны спонтанная полимеризация нуклеотидов и белков и самоорганизация их в капли, покрытые липидной мембраной (коацерваты, марigраны, микросферы). Однако комплементарная ауторепродукция ДНК в этих условиях практически невозможна.

Информационный аспект. В совр. биосфере репродукция ДНК осуществляется белком — репликазой. Биосинтез репликазы происходит на основе информации, содержащейся в соответствующем гене (участке ДНК). Эта информация записана в ДНК в форме последовательности из четырёх разных нуклеотидов. Трансляция её в последовательность аминокислот (20-буквенный код) происходит на основании кода, согласно к-рому каждой тройке нуклеотидов (кодону) соответствует определ. аминокислота. Этот код (т. е. алгоритм соответствия) одинаков во всей биосфере — от простейших организмов до человека. В совр. коде каждому аминокислотному остатку соответствует неск. кодонов, т. е. код вырожден. Однако обратное вырождение, т. е. случаи, в к-рых одному кодону соответствует неск. разных аминокислот, практически отсутствует (имеются редкие исключения: в генетич. материале митохондрий, представляющих собой автономные внутриклеточные органеллы). Аппарат биосинтеза содержит набор адаптеров (белки — аминоациладенилат синтетазы), несущий информацию о коде, и рибосомы, осуществляющие синтез белковой последовательности при участии реплики РНК и транспортных РНК, ответственных за связь между рибосомой и адаптерами. Т. о., имеется замкнутый цикл: белки катализируют ауторепродукцию ДНК, геном регулирует синтез этих белков. Система, содержащая такой цикл, названа гиперциклом.

Кол-во необходимой информации, содержащейся в аппарате биосинтеза, достаточно велико ($I \sim 1000$ бит). Вероятность случайного возникновения такой системы за один акт $w = 2^{-I} \simeq 10^{-330}$, число актов в биосфере за время её существования $\sim 10^{30}$, т. е. реализация этого случая в течение времени существования Вселенной ($\sim 10^{10}$ лет) невероятна. В этом первая проблема Э. б.

Предлагаемое решение проблемы сводится к следующему. Первичный гиперцикл содержит всего две компоненты: двойную спираль (биспираль) ДНК произвольной последовательности и белок, имеющий форму чехла, окружающего биспираль, в периодически изменяющихся условиях (темп-ры, растворимости и т. д.) функционирующий как репликаза. Синтез такого белка может происходить путём полимеризации аминокислот, предварительно адсорбированных на биспирали ДНК (полимеризация на гетерогенном катализаторе), образующийся полимер — слепок с поверхности катализатора.

При адсорбции аминокислот на биспирали ДНК возможно избират. связывание аминокислот с определ. кодонами, имеющими к ним хим. сродство. Благодаря этому при последующей полимеризации образуется белок-чехол, аминокислотная последовательность к-рого коррелирует с последовательностью кодонов в матричной ДНК. Вероятность такого процесса не мала, поскольку он протекает без участия кода, трансляции, аппарата биосинтеза и не нуждается в содержащейся в них информации.

След. проблема — образование адаптера, т. е. молекул, комплементарных, с одной стороны, к кодону, а с другой — к аминокислотному остатку. Синтез их также может происходить на основе гетерогенного катализа. Набор адаптеров в случае отсутствия обратного вырождения (т. е. адаптеров, комплементарных к одинаковым кодонам и разным аминокислотам) существенно ускоряет репродукцию гиперцикла; наличие же обратного вырождения ведёт к прекращению репродукции и гибели гиперциклов.

Совокупность одинаковых гиперциклов, образовавшихся в результате комплементарной авторепродукции одной биспирали ДНК с одинаковым набором адаптеров, представляет собой первичный живой объект, обладающий информацией о коде. Популяция с др. предшественником (биспирали ДНК с др. последовательностью) обладает, вообще говоря, др. набором адаптеров, поскольку избирательность взаимодействия аминокислот и кодонов не столь велика, чтобы обеспечить однозначность алгоритма соответствия. Поэтому множество объектов с разными предшественниками ещё не представляет собой первичную биосферу, поскольку каждый из объектов обладает своим вариантом кода.

Проблема образования единого кода сводится к проблеме выбора в условиях сильного антагонистич. взаимодействия разных объектов, когда их адаптеры смешиваются и возникает обратное вырождение. Выбор единого кода описывается матем. моделью типа Вольтера — Лотки:

$$\frac{dU_i}{dt} = U_i - \sum_{j \neq i}^{N} U_i U_j - a U_i^2,$$

где $U_i(U_j)$ — концентрация объектов i-го (j-го) типа, t — время; первый член описывает репродукцию, второй — антагонистич. взаимодействие разных объектов, третий — эффект «тесноты», т. е. конкуренцию одинаковых объектов. В случае, когда внутривидовой антагонизм меньше межвидового ($a < 1$), модель описывает образование чистого состояния, где остаётся одна из N возможных популяций (напр., i-тая), а все остальные вымирают: $U_i = 1/a$; $U_{j \neq i} = 0$. Симметричное состояние, где все U_i одинаковы, неустойчиво; какая из популяций победит, зависит от нач. концентраций и случайных флуктуаций. Выбор единого кода представляет собой конвергентную стадию, в результате к-рой формируется биосфера, однако ещё без многообразия её совр. состояния.

Проблема возникновения биол. асимметрии решается аналогично. В совр. живой природе оптически активные вещества (сахара и аминокислоты) присутствуют не в рацемич. смеси: преобладают правовращающие сахара и левовращающие аминокислоты. Рацемич. смеси невыгодны, т. к. в этом случае необходимо иметь удвоенный набор белков-ферментов — отдельно для левых и правых изомеров. Поэтому в живой природе могут существовать чистые («левые» или «правые») популяции, поскольку эти варианты равноправны. Взаимодействие между разл. популяциями антагонистично — «правые» сахара являются ядом для «левых» объектов и наоборот.

2. Проблема биологического разнообразия (дивергентная стадия)

По мере исчерпания ресурсов возникает необходимость появления белков-ферментов с новой ф-цией, способных утилизировать новые ресурсы. Расщепление популяции (дивергенция) происходит в результате образования нескольких новых белков с разными ф-циями, что позволяет осваивать разные биол. ниши. При этом необходимо сохранить белки, выполняющие прежние ф-ции.

После выбора единого кода и возникновения аппарата трансляции образуются белки с новой ф-цией, т. е. появляются новые участки ДНК, кодирующие эти белки. Это реализуется в процессах увеличения генома путём накопления тождественных копий и последующего накопления мутаций до тех пор, пока одна из копий не приобретёт нужные свойства.

Ф-ции белка-фермента определяются строением активного центра (специфич. ф-ции) и структурой глобулы. От последней зависят стабильность белка, его способность к конформац. изменениям, растворимость в воде и (или) возможность внедрения в липидные мембраны (см. *Клеточные структуры, Растворы*). Новые специфич. ф-ции возникают за счёт точечных мутаций участка ДНК, кодирующего активный центр, а новые структурные ф-ции — за счёт блочных мутаций — т. е. новой комбинации участков ДНК. Кол-во возникающей новой ценной информации, необходимое для синтеза функционального белка, оценивается в $I \simeq 100$ бит, осн. её часть (~ 70—80 бит) связана со структурными изменениями, сравнительно небольшая часть (~ 20—30 бит) необходима для организации активного центра, ответственного за специфику ф-ции. Вероятность спонтанного образования объекта, содержащего ин-

формацию $I \sim 100$ бит за один акт,

$$w = 2^{-I} \simeq 10^{-33};$$

т. о., вероятность возникновения даже одного нового белка оказывается малой.

В Э. б. известны случаи, когда новая ф-ция, дающая большие преимущества, связана с появлением сразу нескольких новых белков. При этом образование каждого нового белка в отдельности не даёт эволюц. преимуществ. Такие «большие скачки» эволюции наз. ароморфозами; примером является возникновение аппарата *фотосинтеза*. В этом случае кол-во информации порядка сотен бит и вероятность её возникновения абсурдно мала. Время, необходимое для реализации рассматриваемых процессов Э. б., значительно превышает время жизни Вселенной.

Существуют пути преодоления этих трудностей теории. Так, за счёт блочных мутаций значит. часть структурной информации может быть заимствована из уже имеющихся генов, а не создаваться заново. Новая структурная информация возникает в результате перестановки небольшого числа уже существующих блоков, в к-рых уже содержится нужная информация. Для этого необходим достаточный запас нейтральной информации в форме «молчащих» генов и интронов. В этом случае кол-во действительно новой информации значительно снижается и вероятность её возникновения возрастает. (Аналогично в техн. эволюции — при создании новой машины конструктор использует уже существующие стандартные детали, а не изобретает их заново, новой является лишь комбинация деталей.)

Рассмотрим примеры получения новой структурной информации.

1. Формирование единого кода протекает на фоне избытка субстратов, синтезированных в предбиол. период. После их исчерпания накапливаются остатки отмерших организмов. Для их утилизации необходимы белки, расщепляющие полинуклеотиды (нуклеазы) и полипептиды (протеазы), структура к-рых сходна — глобулы с ложбиной. Такие белки могут быть получены из первичного белка — репликазы. Для этого достаточно «разрезать» молекулу вдоль оси и в разрез «поместить» активные гидролизующие аминокислоты (серин, гистидин и т. п.). Набор последних различен в нуклеазах и протеазах, что и определяет их специфичность. Слова «разрезать» и «поместить» означают, что в запасной копии гена, кодирующего репликазу, заменяются неск. кодонов (за счёт точечных мутаций) так, что образующийся белок приобретает упомянутые свойства. Затем этот ген выделяется и экспрессируется (блочная мутация).

2. Для образования белков аппарата фотосинтеза необходимы мембранные белки, способные поглощать свет. Мембранные белки содержат большое кол-во структурной информации: на боковых поверхностях молекулы белка расположены гидрофобные аминокислотные остатки, а на торцевых — гидрофильные. Напр., молекула бактериородопсина состоит из семи столбов (α-спиральных участков). Каждый столб содержит ок. 30 аминокислот, в к-рых чередуются две гидрофобные и две произвольные. Благодаря этому половина поверхности α-спирального столба оказывается сплошь гидрофобной; именно такие столбы образуют боковую поверхность бактериородопсина.

Необходимое для этого процесса кол-во информации $I \simeq 100$ бит, и вероятность её возникновения мала. Вероятность же возникновения одного столба ($I \sim 15$ бит) в течение времени $\sim 10^{10}$ лет не мала, и процесс образования гена, кодирующего один столб, вполне вероятен. Накопление семи копий этого гена и соединение их в цепь (за счёт блочных мутаций), кодирующую весь мембранный белок, тоже достаточно вероятно.

3. Согласно принципу преемственности, возникновение новых ф-ций не должно мешать выполнению и сохранению прежних. В сложных организмах эти условия дополнительны (дуальны). Так, воздействие мутагенных факторов полезно для новых ф-ций и вредно для прежних. Проблема дуальности была решена путём удвоения всего генетич. материала (за счёт блочной мутации) и появления перекрёстного полового размножения. При этом отбор особей женского пола происходил по фенотипич. признакам (анатомическим и физиологическим), способствующим защите репродуктивных органов и сохранению генома. Напротив, отбор мужских особей происходил по признакам, способствующим накоплению новой информации.

4. Обмен генетич. информацией между клетками увеличивает фонд запасённых генов, что полезно в дивергентных стадиях. Он может происходить: а) в результате внедрения участков генома (плазмид) одной клетки в другую и встраивания его в ДНК; такой процесс происходит в колониях одноклеточных организмов, при внедрении чужеродной клетки в организм и между разными клетками одного организма; б) в результате внедрения одной клетки в другую и образования симбиотич. организма (напр., хлоропластов растит. клеток и митохондрий); в) при скрещивании; в этом случае увеличение информации происходит не путём увеличения ДНК, а благодаря удвоению числа хромосом.

3. Дискуссионные вопросы теории биологической эволюции

1) Согласно теории естеств. отбора, любая нейтральная генетич. информация должна элиминироваться как лишняя нагрузка, не дающая эволюц. преимуществ. Согласно нейтралистской теории эволюции, нейтральная информация должна сохраняться как материал, необходимый для выбора подходящего варианта при дивергенции. Разрешение этого противоречия состоит в том, что Э. б. представляет собой чередование конвергентных и дивергентных стадий. При конвергенции часть информации действительно элиминируется как избыточная, но значит. часть её остаётся на случай перехода в дивергентную фазу.

2) Согласно ортодоксальному дарвинизму, благоприятные фенотипич. признаки, приобретённые в результате упражнений, но не в результате мутаций, не могут передаваться потомству. Однако противоположное утверждение Ж. Б. Ламарка (J. B. Lamarck) не исключал и Ч. Дарвин (C. Darvin). Молекулярной основой первого утверждения является догма Крика, согласно к-рой белки (и др. метаболиты) не могут влиять на геном. Однако известные ныне и перечисленные выше механизмы генной регуляции допускают нарушение догмы Крика из-за влияния белков на эпигенетич. процессы, образование плазмид и внедрение их в геном репродуктивных органов. Важность разрешения этой проблемы в том, что даже редкие случаи наследования благоприобретённых признаков существенно ускоряют эволюц. процесс.

3) Ряд заболеваний связан с тем, что в клетку внедряется патогенный вирус, размножается в ней (активный вирус) и (или) встраивается в геном и размножается при его редупликации (провирус). В клетках организма обнаружен аппарат, способствующий этим процессам. Возникает вопрос: каким образом в Э. б. возник и сохранился аппарат, явно не способствующий выживанию данного организма?

Возможное решение вопроса состоит в том, что геном вируса аналогичен плазмиде и аппарат, приспособленный для обмена генетич. информацией, способствует развитию вирусных заболеваний. Последнее — плата организма за ускорение Э. б., в результате к-рой этот организм образовался.

Лит.: Оно С., Генетические механизмы прогрессивной эволюции, пер. с англ., М., 1973; Шноль С. Э., Физико-химические факторы биологической эволюции, М., 1979; Волькенштейн М. В., Молекулярная биофизика, М., 1975; его же, Общая биофизика, М., 1978; Романовский Ю. М., Степанова Н. В., Чернавский Д. С., Математическое моделирование в биофизике, М., 1975; их же, Математическая биофизика, М., 1984; Геодакян В. А., Эволюционная теория пола, «Природа», 1991, № 8, с. 60.

Д. С. Чернавский.

ЭВОЛЮ́ЦИЯ ЗВЁЗД — изменение со временем физ. параметров и наблюдаемых характеристик звёзд в результате протекания ядерных реакций, излучения энергии и потери массы. Для звёзд в тесных двойных системах существ. роль играет обмен веществом между компаньонами. Об эволюции таких звёзд см. в ст. *Тесные двойные звёзды.*

Осн. наблюдаемыми характеристиками звезды являются её *светимость* L (при известном расстоянии) и темп-ра T_s поверхности звезды, определяемая по распределению энергии в спектре. Приближённо T_s равна *эффективной температуре* $T_э$. Э. з. представляется в виде линии (трека) на плоскости $\lg L$, $\lg T_э$ (т. е. на *Герцшпрунга — Ресселла диаграмме*, ГРД).

Введение

Звёзды рождаются из плотных межзвёздных облаков, в к-рых развиваются тепловые и гидродинамич. неустойчивости (см. *Звездообразование*). Следствием этих неустойчивостей является гидродинамич. коллапс части облака, заканчивающийся образованием гравитационно связанного объекта — протозвезды. Коллапс происходит неоднородно. Быстрое сжатие центр. части приводит к образованию гидростатически равновесного ядра массой $\sim 0{,}01\ M_\odot$ (для полной массы коллапсирующего облака $1\ M_\odot$, $M_\odot$ — масса Солнца), а затем следует длительная стадия *аккреции* на него оставшейся части облака (оболочки). Время образования протозвезды от начала коллапса составляет 10^5—10^6 лет. Протозвёзды светят за счёт выделения гравитац. энергии при сжатии. Нек-рый вклад в светимость дают также ядерные реакции с участием ^{2}D, ^{7}Li, ^{9}Be [^{2}D (p, γ) ^{3}He, ^{7}Li (p, α) ^{4}He, ^{9}Be (p, α) ^{6}Li], малые кол-ва к-рых образовались на более ранних этапах эволюции Вселенной (см. *Нуклеосинтез*). По мере увеличения массы и сжатия темп-ра центр. областей ядра протозвезды растёт. Когда она достигает значений $\sim 10^7$ К (что возможно для звёзд с массой, превышающей $\sim 0{,}1\ M_\odot$), начинается горение водорода (термоядерные реакции превращения водорода в гелий). Потери энергии на излучение компенсируются энергией, выделяющейся при горении водорода. Звезда выходит на гл. последовательность (ГП) ГРД. Подробнее о нач. этапе Э. з. см. в ст. *Протозвёзды*.

Образование звёзд сопровождается истечением вещества оболочки, так что масса звезды на ГП меньше нач. массы коллапсирующего облака. Наблюдения показывают, что на стадии протозвезды скорость потери массы у звёзд с $M=(1{,}5—2)\ M_\odot$ составляет $\sim 10^{-8}\ M_\odot$/год (звёзды типа Т Тельца). За время прихода на ГП (от $6\cdot 10^6$ лет для $M=2{,}25\ M_\odot$ до $2\cdot 10^7$ лет для $M=1{,}5\ M_\odot$) масса звезды уменьшится на 2—13%. Светимость звёзд быстро растёт с увеличением их массы (см. *Масса — светимость зависимость*). У звёзд с $M>9\ M_\odot$ светимость на стадии аккреции оказывается столь большой, что вызывает мощное истечение вещества, и масса рождающейся звезды M оказывается значительно меньше нач. массы M_0 коллапсирующего облака: $M/M_\odot \approx 3\ (M_0/M_\odot)^{[1/2]}$ для $M>9\ M_\odot$.

Звезда, излучающая за счёт выделения ядерной энергии, медленно эволюционирует по мере изменения её хим. состава. Наиб. время звезда проводит на стадии, когда в её центр. области горит водород. Эта стадия наз. ГП на ГРД. Б. ч. наблюдаемых звёзд расположена вблизи ГП. Большая длительность этой стадии связана, во-первых, с тем, что водород является самым калорийным ядерным топливом. При образовании одного ядра гелия (альфа-частицы) из 4 ядер водорода выделяется ≈ 26 МэВ, а при образовании углерода ^{12}C из 3 альфа-частиц выделяется всего $\approx 7{,}3$ МэВ, т. е. выделение энергии на единицу массы в 10 раз меньше. Во-вторых, звёзды на ГП значительно меньше излучают, чем на последующих стадиях эволюции, и в итоге оказывается, что время жизни на ГП на два — три порядка больше, чем время всей последующей эволюции. Соответственно кол-во звёзд на ГП существенно превышает число более ярких звёзд.

После выгорания водорода в центре звезды и образования гелиевого ядра выделение ядерной энергии в нём прекращается и ядро начинает интенсивно сжиматься. Водород продолжает гореть в тонкой оболочке, окружающей гелиевое ядро (т. н. слоевой источник). Оболочка при этом расширяется, светимость звезды растёт, поверхностная темп-ра уменьшается, и звезда становится красным гигантом (в случае менее массивных звёзд) или сверхгигантом (красным или жёлтым) в случае более массивных звёзд (см. *Красные гиганты и сверхгиганты*). Процесс последующей эволюции определяется в основном массой звезды M.

В звёздах с $0{,}8M_\odot < M < 8M_\odot$ ядерное горение заканчивается после образования углеродного (^{12}C) с примесью кислорода (^{16}O) звёздного ядра массой ок. $1\ M_\odot$. После сброса всей оболочки, окружающей это ядро, оно превращается в «мёртвую» звезду — *белый карлик*.

Массивные звёзды ($M>10\ M_\odot$) проходят эволюц. путь горения вплоть до образования звёздного ядра из самого стабильного (макс. энергия связи на нуклон) элемента ^{56}Fe. В таком ядре выделение ядерной энергии невозможно, рост давления не компенсирует рост сил тяготения при росте плотности и медленное квазистатич. сжатие сменяется быстрым коллапсом — происходит потеря гидродинамич. устойчивости и взрыв *сверхновой звезды*. При быстром сжатии до плотности ρ, близкой к плотности вещества в атомном ядре, выделяется огромное кол-во гравитац. энергии — в ≈ 20 раз больше, чем за всё время ядерной эволюции, длящейся десятки млн. лет. Подавляющая часть этой энергии уносится нейтрино. После взрыва и сброса оболочки образуется остаток в виде *нейтронной звезды* — второй тип «мёртвых» звёзд.

В звёздах промежуточной массы ($M\approx 8M_\odot$) образуется вырожденное углеродно-кислородное ядро, масса к-рого столь велика, что оно уже не может существовать в виде белого карлика, а продолжает сжиматься до тех пор, пока рост темп-ры и плотности не приведёт к быстрому (взрывному) сгоранию углерода (углеродная вспышка) и полному разлёту всей звезды. Этот разлёт также наблюдается как взрыв сверхновой, на месте к-рого не остаётся никакого остатка.

Наконец для самых массивных звёзд [$M>(40—50)\ M_\odot$] коллапс может не остановиться на стадии нейтронной звезды, а продолжиться дальше, образуя релятивистский объект — *чёрную дыру*. Наблюдат. проявления процесса образования чёрной дыры пока не известны. Возможно, рост светимости здесь столь незначителен, что такой коллапс трудно обнаружить («беззвучный» коллапс). Однако даже в этом случае коллапс должен сопровождаться мощным всплеском нейтринного излучения, почти как при образовании нейтронной звезды, и, кроме того, исчезнет (погаснет) звезда, существовавшая до начала коллапса.

На протяжении практически всей эволюции звезда устойчива относительно разл. типов возмущений. Наиб. важны два типа возмущений: гидродинамические и тепловые. Гидродинамич. возмущения связаны со случайными возмущениями плотности и размера звезды. Устойчивость относительно таких возмущений обеспечивается тем, что при сжатии (расширении) силы давления P растут (падают) быстрее сил тяготения. Это приводит к тому, что при случайном сжатии или расширении возникает сила, возвращающая звезду к её равновесному состоянию. Изменение давления при быстрых процессах происходит почти адиабатически, поэтому устойчивость определяется показателем адиабаты $\gamma=(\partial \ln P/\partial \ln \rho)_S$, к-рый должен быть больше 4/3 (S — уд. энтропия; см. в ст. *Гравитационный коллапс*). Т. к. давление вещества в звезде определяется смесью идеального газа с излучением, $\gamma>4/3$ и, как правило, звёзды гидродинамически устойчивы. Примером неустойчивой звезды может служить предсверхновая с железным ядром, в к-ром рост давления при сжатии недостаточен. Значит. часть энергии тратится на фоторасщепление железа с образованием нейтронов, протонов и альфа-частиц, а γ существенно уменьшается и может приближаться к единице.

Устойчивость относительно тепловых возмущений обеспечивается отрицательной теплоёмкостью звезды. Отрицат. теплоёмкость можно объяснить на основе теоремы вириала. В применении к звёздам, к-рые описываются ур-нием состояния идеального газа с показателем адиабаты 5/3, эта теорема гласит, что в равновесии тепловая энергия звезды составляет половину абс. величины её гравитац. энергии (отрицательной), т. е. полная энергия звезды отрицательна и равна половине гравитационной.

Любое случайное выделение энергии увеличивает полную энергию звезды, т. е. уменьшает её абс. величину. Поэтому в новом положении равновесия звезда должна расшириться, чтобы уменьшить по абс. величине значение гравитац. энергии. В соответствии с этим значение тепловой энергии звезды (а значит, и темп-ры) в новом состоянии уменьшится, т. к. она составляет половину абс. величины гравитац. энергии. Т. о., выделение энергии приводит к уменьшению темп-ры, что и наз. отрицат. теплоёмкостью. При отрицат. теплоёмкости случайное выделение тепла уменьшит темп-ру, а значит, и уменьшит выделение тепла в ядерных реакциях, скорость к-рых быстро падает с уменьшением темп-ры. Наоборот, случайная потеря энергии будет скомпенсирована сжатием и ростом скорости тепловыделения.

На нек-рых критич. стадиях теплоёмкость звезды становится положительной. Тогда развивается тепловая неустойчивость и происходит тепловая вспышка. Наиб. очевиден механизм развития тепловой неустойчивости при наличии вырожденного ядра, где давление и внутр. энергия вещества практически не зависят от темп-ры. В этом случае тепловыделение приводит к росту темп-ры, к-рый не влияет на рост давления и потому не сопровождается расширением. Т. к. скорость ядерных реакций быстро растёт с ростом темп-ры, происходят самоускоряющееся выделение ядерной энергии и тепловая вспышка (ядерный взрыв).

Процессы, определяющие Э. з., протекают с разными характерными временами, из к-рых отметим гидродинамическое (τ_h), тепловое (τ_{th}) и ядерное (τ_n). Гидродинамич. время характеризует скорость изменения параметров звезды при движениях вещества со скоростями, сравнимыми со скоростью звука $v_{зв}$. По порядку величины $\tau_h \sim R/v_{зв}$, где R — характерный размер звезды. Для равновесной звезды ($v_{зв} \sim \sqrt{GM/R}$) гидродинамич. время порядка времени свободного падения: $\tau_{ff} \sim R^{3/2}/\sqrt{GM}$.

Тепловое время определяет скорость охлаждения или нагрева звезды. При охлаждении в отсутствие ядерного горения $\tau_{th} \sim Q/L \sim GM^2/RL$, поскольку запас энергии Q порядка гравитац. энергии звезды; в этом случае τ_{th} часто наз. временем Кельвина — Гельмгольца. В случае быстрого ядерного горения в отсутствие гидродинамич. движений, когда $\tau_{th} < \tau_h$, время нагрева $\tau_{th} \sim TC_V/\varepsilon$, где ε — скорость энерговыделения, а C_V — теплоёмкость при пост. объёме.

Ядерное время τ_n определяет скорость изменения хим. состава (концентраций элементов) при ядерном горении. Обычно используют концентрацию (содержание) по массе X_i — долю массы единицы объёма, приходящуюся на данный элемент i. Ядерное время очень резко (экспоненциально) зависит от темп-ры. В нормальных звёздах, где поддерживается гидростатич. равновесие, это время, как правило, много больше др. характерных времён. При быстром ядерном горении τ_n связано с тепловым временем:

$$\tau_{th} \sim \frac{TC_V}{q}\tau_n, \; X_i \sim 1,$$

где q — калорийность ядерного топлива (энергия, выделяющаяся при сгорании единицы массы топлива i, $\varepsilon = qdX_i/dt$).

На протяжении почти всей Э. з. — начиная от стадии молодой сжимающейся звезды до поздних стадий — время τ_h является минимальным из всех характерных времён. Только в предсверхновых, где имеет место ядерное равновесие (равновесие относительно реакций сильного взаимодействия), время τ_n является наименьшим. Обычно в звезде сохраняется приблизит. равновесие относительно быстрых процессов (напр., гидростатич. равновесие), а время эволюции определяется одним из медленных процессов.

На стадии гравитац. сжатия выполняется неравенство $\tau_h \ll \tau_{th} \ll \tau_n$. Звезда находится в гидростатич. равновесии, эволюция определяется потерей энергии (с характерным временем τ_{th}), а осн. ядерные реакции практически не протекают.

На ГП это неравенство сохраняется, но эволюция определяется ядерными реакциями (τ_n) и имеет место гидростатич. и тепловое равновесие.

После образования гелиевого ядра, сжатия центральных областей и расширения оболочки скорость ядерных реакций в центре звезды возрастает настолько, что τ_n становится порядка τ_{th}. При этом осн. отклонения от теплового равновесия происходят в массивной оболочке вокруг гелиевого ядра. Гидродинамич. время остаётся минимальным, и гидростатич. равновесие звезды не нарушается.

При вспышке в углеродно-кислородном ядре, приводящей к полному разлёту звезды, как τ_n, так и τ_{th} оказываются много меньше τ_h, что и приводит к нарушению гидростатич. равновесия и взрыву.

В ядрах массивных предсверхновых, где имеет место ядерное равновесие, значение τ_n минимально и Э. з. определяется скоростью потери энергии (τ_{th}), как в молодых сжимающихся звёздах. Она заканчивается потерей гидродинамич. устойчивости и быстрым коллапсом. Гидродинамич. неустойчивость связана не с изменением τ_h, а с изменением структуры равновесного состояния звезды. Развитие тепловой неустойчивости связано с быстрым уменьшением τ_n и τ_{th} и заканчивается взрывом, когда эти времена становятся меньше τ_h.

Итак, если исключить неск. критич. моментов, звёзды в своей массе глобально устойчивы относительно механич. и тепловых возмущений. Разнообразие свойств вещества звёзд, в частности наличие зон перем. ионизации, тонких слоёв горения, протяжённых оболочек, приводит к развитию локальных неустойчивостей, к-рые не ведут к разрушению звезды, т. к. обычно стабилизируются нелинейными эффектами при достижении конечных амплитуд возмущений. Существование нек-рых типов *переменных звёзд* связано с развитием подобных локальных неустойчивостей.

Осн. фактором, определяющим распределение темп-ры в звезде, является скорость потери энергии (светимость), зависящая от *непрозрачности* звёздных недр. Скорость Э. з. без источников энергии определяется запасами тепловой и гравитац. энергии и скоростью остывания, а «включение» ядерных реакций эквивалентно увеличению запасов тепловой энергии и уменьшению скорости эволюции. Фактич. светимость звезды определяется её структурой и не зависит от скорости протекания ядерных реакций. Рассмотрим, напр., переход от стадии гравитац. сжатия к стадии ГП звезды с $M = 1\,M_\odot$. Если бы звезда излучала только за счёт запаса гравитац. энергии, то характерное время её жизни (время Э. з.) составляло бы $2{,}5 \cdot 10^7$ лет. По мере излучения энергии и сжатия темп-ра в центре звезды растёт и ядерное тепловыделение увеличивается до тех пор, пока не уравновесит потери на излучение (светимость). Начиная с этого момента гравитац. сжатие прекращается и звезда «застывает» на ГП, пока не выгорит водород и не образуется гелиевое ядро. Для такой звезды за счёт горения водорода время жизни увеличивается почти на три порядка, достигая $\sim 10^{10}$ лет. Аналогично горение очередного ядерного горючего «замораживает» звезду в нек-ром др. состоянии. Точку (на ГРД), в к-рой происходит «замораживание» звезды, определяет зависимость скорости ядерных реакций данного горючего от темп-ры. Чем больше заряд ядра горючего, тем бо́льшая темп-ра требуется для обеспечения данной скорости тепловыделения (из-за роста высоты *кулоновского барьера ядра* горючего). Однако при росте темп-ры и плотности светимость звезды, являющаяся ф-цией состояния, также возрастает. Поэтому по мере эволюции и образования всё более тяжёлых элементов в центр. ядре светимость растёт почти монотонно.

При высокой темп-ре всё бо́льшую роль в охлаждении звезды играют нейтринные потери. На поздних стадиях нейтринные потери на несколько порядков превышают потери на излучение фотонов и соответственно ускоряют Э. з.

Уравнения эволюции звёзд

Обычно (для упрощения расчётов) звезда считается невращающейся и сферически-симметричной. В процессе эволюции осн. масса звезды находится в состоянии гидростатич. равновесия, определяемого ур-нием

$$\frac{1}{\rho}\frac{dP}{dr}=-\frac{Gm}{r^2}, \qquad (1)$$

где $m=m(r)$ — масса, содержащаяся внутри радиуса r,

$$\frac{dm}{dr}=4\pi\rho r^2, \qquad (2)$$

ρ — плотность, $P(\rho, T)$ — давление, определяемое ур-нием состояния

$$P=\rho\Re T+\frac{aT^4}{3}. \qquad (3)$$

Здесь первый член — давление газа, второй — излучения, $\Re$ — газовая постоянная, a — постоянная плотности излучения, $a=4\sigma/c$. Для звёзд массой $M<1\ M_\odot$ на ГП играют роль поправки к ур-нию состояния, связанные с неидеальностью вещества.

Распределение темп-ры определяется ур-нием энергии

$$\frac{dL}{dr}=4\pi\rho r^2\left(\varepsilon-\varepsilon_\nu-\frac{\partial E}{\partial t}+\frac{P}{\rho^2}\frac{\partial\rho}{\partial t}\right) \qquad (4)$$

(E — внутр. энергия единицы массы, ε_ν — скорость потери энергии единицей массы вещества за счёт нейтринного излучения), ур-ниями переноса тепла

$$L(r)=L_{rad}\equiv-\frac{4acT^3}{3\varkappa\rho}4\pi r^2\frac{dT}{dr} \qquad (5)$$

в зоне *лучистого равновесия* ($\varkappa$ — непрозрачность),

$$L(r)=L_{rad}+4\pi r^2F_c \qquad (6)$$

в *конвективной зоне* и

$$\frac{dT}{dr}=\left(\frac{\partial T}{\partial P}\right)_S\frac{dP}{dr}$$

в конвективном ядре с пост. энтропией S. Конвективный поток энергии F_c в оболочке рассчитывается по приближённой теории пути перемешивания (см. *Конвективная неустойчивость*).

Ур-ния равновесия решаются для граничных условий в центре ($r=0$, $L=0$ при $m=0$) и на уровне *фотосферы*, где *оптическая толщина* $\tau\approx2/3$:

$$L=4\pi R^2\sigma T_\ni^4,\ P_g=\frac{2}{3}\frac{GM}{R^2\varkappa}$$

при $m=M$. Последнее условие усложняется для звёзд на стадии красных сверхгигантов и гигантов, когда звезда имеет протяжённую оболочку небольшой плотности и большую светимость.

В процессе ядерного горения происходят медленное изменение хим. состава звезды и, как следствие, изменения всех её параметров. Осн. ур-ниями, описывающими эволюцию хим. состава, являются:

$$\frac{\partial X_{\rm H}}{\partial t}=-4m_{\rm p}\left(\frac{\varepsilon_{\rm CNO}}{Q_{\rm CNO}}+\frac{\varepsilon_{\rm pp}}{Q_{\rm pp}}\right),$$

$$\frac{\partial X_\alpha}{\partial t}=-\frac{\partial X_{\rm H}}{\partial t}-\frac{3m_\alpha\varepsilon_{3\alpha}}{Q_{3\alpha}}-\frac{m_\alpha\varepsilon_{^{12}{\rm C}\alpha}}{Q_{^{12}{\rm C}\alpha}}, \qquad (7)$$

$$\frac{\partial X_{^{12}{\rm C}}}{\partial t}=\frac{3m_\alpha\varepsilon_{3\alpha}}{Q_{3\alpha}}-m_{^{12}{\rm C}}\frac{\varepsilon_{^{12}{\rm C}\alpha}}{Q_{^{12}{\rm C}\alpha}}.$$

Здесь: $m_{\rm p}$, m_α и $m_{^{12}{\rm C}}$ — массы протона, α-частицы и углерода ^{12}C; $X_{\rm H}$, X_α и $X_{^{12}{\rm C}}$ — содержания (по массе) водорода, гелия и ^{12}C; ε и Q — скорость энерговыделения и энергетич. выход для соответствующих цепочек ядерных реакций (см. ниже). При расчётах поздних стадий эволюции массивных звёзд учитывают горение более тяжёлых элементов. У звёзд с массой меньше $\approx1\ M_\odot$ и центр. темп-рой T_c меньше $\approx1{,}5\cdot10^7$ К осн. источником ядерной энергии являются реакции *водородного цикла* (pp-цикл). При бо́льших массах и центр. темп-рах звёзд водород горит преим. в *углеродно-азотном цикле* (CNO-цикл). Ср. кол-во энергии, выделяющееся при синтезе одного ядра ^{4}He (за вычетом энергии, уносимой нейтрино): в pp-цикле $Q_{\rm pp}\approx\approx26{,}2$ МэВ, а в CNO-цикле $Q_{\rm CNO}\approx25$ МэВ. Соответствующие скорости энерговыделения:

$$\varepsilon_{\rm pp}\approx2{,}4\cdot10^4\rho X_{\rm H}^2T_9^{-2/3}\exp\left(-3{,}4/T_9^{1/3}\right),\ \text{эрг}\cdot\text{г}^{-1}\cdot\text{с}^{-1};$$

$$\varepsilon_{\rm CNO}\approx2{,}2\cdot10^{25}\rho X_{^{14}{\rm N}}X_{\rm H}T_9^{-2/3}\exp\left(-15{,}2/T_9^{1/3}\right),\ \text{эрг}\cdot\text{г}^{-1}\cdot\text{с}^{-1}$$

(T_9 — темп-ра в млрд. К, ρ в г/см^3). Появление конвективного ядра у звёзд с $M>1\ M_\odot$ на ГП связано с переходом от pp- к CNO-циклу, обладающему более резкой зависимостью скорости горения от темп-ры. Горение гелия протекает в т. н. 3α-реакции — реакции слияния трёх ядер ^{4}He:

$$^4{\rm He}+{}^4{\rm He}\to{}^8{\rm Be},$$

$$^8{\rm Be}+{}^4{\rm He}\to{}^{12}{\rm C}+\gamma,$$

$$\varepsilon_{3\alpha}\approx5{,}1\cdot10^8\rho^2X_\alpha^3T_9^{-3}\exp\left(-4{,}4/T_9\right),\ \text{эрг}\cdot\text{г}^{-1}\cdot\text{с}^{-1}.$$

3α-реакция сопровождается реакцией $^{12}{\rm C}(\alpha,\gamma)^{16}{\rm O}$, к-рой соответствует

$$\varepsilon_{^{12}{\rm C}\alpha}\approx3{,}9\cdot10^{24}X_{^{12}{\rm C}}X_\alpha\rho T_9^{-2/3}\exp\left(-32{,}1/T_9^{1/3}\right),\ \text{эрг}\cdot\text{г}^{-1}\cdot\text{с}^{-1}.$$

Выделение тепла при образовании одного ядра ^{12}C и ^{16}O соответственно равно $Q_{3\alpha}=7{,}3$ МэВ, $Q_{^{12}{\rm C}\alpha}=7{,}2$ МэВ.

Построение модели звезды (см. также *Моделирование звёзд*) в момент t_n требует знания её состояния на предыдущем временно́м шаге численной модели t_{n-1} для нахождения скорости выделения гравитац. энергии

$$\frac{\partial E}{\partial t}-\frac{P}{\rho^2}\frac{\partial\rho}{\partial t}=\frac{E_n-E_{n-1}}{\Delta t}-\left(\frac{P}{\rho^2}\right)_{n-1}\frac{\rho_n-\rho_{n-1}}{\Delta t}$$

и определения хим. состава

$$X_{i,n}=X_{i,n-1}+F_{i,n-1}\Delta t,$$

где F_i — правые части ур-ний (7), $\Delta t=t_n-t_{n-1}$. Наряду с явной схемой шага по времени, приведённой выше, используют неявную, когда F_i, P/ρ^2 вычисляются в момент t_n или представляют собой линейную комбинацию значений, взятых в моменты t_n и t_{n-1}. Решение системы обыкновенных дифференц. ур-ний (1)—(6) осложняется наличием особых точек в центре звезды и при $T\to0$. Поэтому интегрирование ведётся навстречу из центра и с поверхности со сшивкой в к.-л. промежуточной точке [метод Шварцшильда (M. Schwarzschild)]. Из условий сшивки находят центр. значения ρ_c, T_c, а также L и $T_\ni$. Др. способ решения состоит в разбиении звезды на N сферич. слоёв и замене дифференц. ур-ний разностными [метод Хеньи (L. Henyey)]. Последний метод лучше приспособлен для использования ЭВМ. Для построения гидростатич. моделей применяют также метод, основанный на решении гидродинамич. нестационарных ур-ний с вязкостью.

Ядерная эволюция звёзд

Расчёты Э. з. представляются в виде треков на ГРД. Как уже отмечалось, б. ч. времени жизни звёзды проводят на ГП.

Звёзды с $M=1\ M_\odot$. Время жизни такой звезды на ГП (точка A на рис. 1) ок. 10^{10} лет, а её строение аналогично строению *Солнца*. На протяжении этой стадии в центр. областях звезды водород «перегорает» в гелий. Когда масса гелиевого ядра достигает $\sim10\%$ массы звезды, становится заметным отход от ГП (точка B). Небольшое увеличение светимости на участке AB связано с уменьшением непрозрачности из-за уменьшения числа электронов при синтезе гелия из водорода. После выгорания водорода в центре звезды и образования гелиевого ядра отвод энергии из него может компенсироваться только энергией,

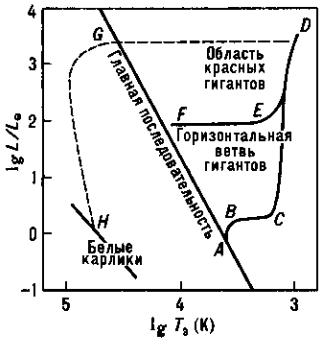


Рис. 1.

выделяющейся при сжатии. Это приводит к сжатию и нагреву оболочки, сохранившей водород, к-рый загорается в тонком слое, окружающем гелиевое ядро (слоевой источник). Энергия, выделяющаяся при сжатии гелиевого ядра и в водородном слоевом источнике, выходит наружу. Частично она поглощается водородной оболочкой, к-рая постепенно раздувается, уменьшая эфф. темп-ру при пост. светимости (участок *BC*).

По мере расширения оболочки и роста массы гелиевого ядра определяющую роль в поведении звезды начинают играть два фактора: конвекция, развивающаяся в оболочке, и вырождение, возникающее в ядре. Расширение оболочки и падение в ней темп-ры способствуют расширению внеш. конвективной зоны, к-рая имелась у звезды на ГП. Развитие конвекции приводит к улучшению теплоотвода, что, благодаря отрицат. теплоёмкости звезды, вызывает её сжатие, рост темп-ры, тепловыделения и светимости. Рост светимости способствует росту лучистого градиента темп-ры, что ещё больше усиливает конвекцию. Т. о. возникает положительная обратная связь и конвекция захватывает значит. часть массы звезды, приближаясь к слоевому источнику. Светимость растёт, и звезда движется на ГРД от точки *C* к точке *D* (область красных гигантов).

По мере движения звезды к точке *D* происходит ускоренное горение водорода, масса изотермич. гелиевого ядра возрастает, что при условии равновесия приводит к росту его плотности. Т. к. темп-ра ядра при этом близка к темпре водородного слоевого источника и увеличивается слабо, рост плотности приводит к вырождению ядра. Давление в нём практически перестаёт зависеть от темп-ры. В этих условиях небольшое увеличение темп-ры ядра, связанное с возгоранием гелия, почти не влияет на давление, звезда приобретает положит. теплоёмкость, к-рая обусловливает резкое увеличение скорости горения гелия (*гелиевую вспышку*). Действительно, пока энерговыделение при горении гелия мало́, звезда располагается на ГРД вблизи точки *D* и рост темп-ры и плотности приводит к росту энерговыделения, что в свою очередь увеличивает темп-ру. Возникает положительная обратная связь, приводящая к тепловой гелиевой вспышке в ядре. Развитие вспышки продолжается до тех пор, пока рост темп-ры не снимет вырождение в ядре, звезда приобретёт «нормальную» отрицат. теплоёмкость и дальнейшее горение гелия продолжится спокойно в невырожденном ядре. Особенностью гелиевой вспышки является то, что она запрятана в глубине звезды и внеш. проявления её почти отсутствуют. После образования невырожденного ядра звезда спускается вниз от точки *D* и поворачивает налево к линии *EF* (горизонтальная ветвь гигантов), где находится до тех пор, пока гелий в ядре превращается в углерод. Вновь образованное углеродное ядро становится вырожденным, возгорание гелия в слоевом источнике и образование двухслойного гелий-водородного горящего слоя приводят к развитию конвекции в оболочке, и вновь повторяется та же схема развития, причём звезда возвращается почти вдоль той же линии к точке *D*.

В отличие от водородных слоевых источников, где горение идёт спокойно, гелиевые слоевые источники неустойчивы относительно развития тепловой вспышки. Природа этой вспышки, так же, как и вспышки в гелиевом ядре, связана с положит. теплоёмкостью, ведущей к положительной обратной связи. Однако в слое положит. теплоёмкость обусловлена не вырождением (гелий здесь не вырожден), а геометрией области горения (тонкий слой) и быстрым ростом скорости энерговыделения с увеличением темп-ры при горении гелия. Механизм неустойчивости слоевого горения не столь очевиден, как в случае вспышки в вырожденном ядре, и требует для своего обоснования детальных расчётов.

Т. о., в окрестности точки *D* располагаются спокойные звёзды с гелиевыми ядрами и вспыхивающие — с углеродными. Вспышки способствуют истечению вещества, поэтому по мере роста углеродного ядра полная масса звезды уменьшается. После неск. сотен вспышек (цифра примерная, т. к. никому не удалось последовательно просчитать столь много вспышек) в результате быстрого истечения вещества и роста ядра масса над гелиево-водородным слоевым источником уменьшается настолько, что при той же светимости начинаются быстрое оседание оболочки на ядро, рост эфф. темп-ры и, следовательно, движение звезды влево. После исчерпания горючего в слоевых источниках (точка *G*) светимость поддерживается только за счёт теплоёмкости ядра, к-рое быстро остывает, звезда движется по ГРД вниз и превращается в белый карлик (точка *H*). На этой стадии звезда находится вплоть до полного остывания. Наблюдения свидетельствуют о том, что истечение вещества вблизи точки *D* происходит неравномерно и значит. доля массы сбрасывается непосредственно перед началом движения звезды влево, образуя *планетарную туманность*.

Звёзды с $M<8\ M_\odot$. У звёзд с $M<0{,}8\ M_\odot$ время жизни на ГП превышает космологич. время ($2\cdot10^{10}$ лет), и все они либо находятся на ГП, либо движутся к ней. В звёздах с $M>0{,}8\ M_\odot$ выгорание водорода сопровождается ростом плотности в центре звезды и приближением ядра к вырожденному состоянию. При $M<2{,}25\ M_\odot$ гелиевое ядро, образующееся после выгорания водорода, становится вырожденным, а оболочка сильно раздувается, приводя к росту светимости и уменьшению поверхностной темп-ры (рис. 2). Звезда становится красным гигантом. Вырожденное ядро неустойчиво относительно гелиевой вспышки. Гелиевая вспышка в ядре приводит к его расширению и снятию вырождения; при этом сгорает не более 1% гелия.

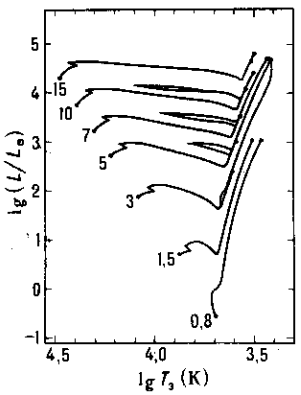


Рис. 2. Эволюционные треки звёзд [с начальным химическим составом $X_H=0{,}7$, $X_{He}=0{,}27$, X_Z (содержание элементов тяжелее гелия) $=0{,}03$] от главной последовательности до гелиевой вспышки (для $M=0{,}8$ и $1{,}5\ M_\odot$) или до возгорания углерода в центре (для $M=3\div15\ M_\odot$). Цифры указывают массу звезды в $M_\odot$, точки соответствуют главной последовательности и моментам возгорания гелия и углерода в ядре.

Звёзды небольшой массы с невырожденным гелиевым ядром и водородной оболочкой после гелиевой вспышки располагаются на ГРД вблизи горизонтальной ветви гигантов (ГВГ, рис. 3). На этой ветви звёзды представляют собой гелиевые ядра массой $\approx0{,}5\ M_\odot$, окружённые водородными оболочками разл. массы. После выгорания гелия в ядре начинается его быстрое сжатие до загорания гелиевого слоевого источника. Звезда на ГРД движется вверх и направо к линии, называемой асимптотич. ветвью гигантов (АВГ). На этой линии звезда состоит из вырожденного углеродно-кислородного ядра и двух слоевых источников (гелиевого и водородного), расположенных очень близко друг от друга. Над ними располагается водородная оболочка, масса к-рой может достигать $7\ M_\odot$. Удивительным свойством звёзд на АВГ является то, что их положение на ГРД зависит только от массы углеродного ядра и практически не зависит от массы водородной оболочки. Све-

тимость L звезды на АВГ определяется ф-лой

$$L = 59\,100\left(\frac{M_{CO}}{M_\odot} - 0{,}51\right)L_\odot,$$

где M_{CO} — масса углеродно-кислородного ядра. С ростом M_{CO} звезда движется на ГРД вверх по АВГ. Это движение не является спокойным. Малая толщина слоевых источников приводит к тепловым вспышкам (ТВ). Кол-во вспышек при движении по АВГ растёт с ростом массы водородной оболочки и может превышать неск. тысяч. Время между вспышками Δt также зависит в основном от массы ядра и определяется выражением

$$\lg \Delta t \approx 3{,}06 - 4{,}5\left(\frac{M_{CO}}{M_\odot} - 1\right)$$

(Δt в годах), а светимость звезды в максимуме вспышки

$$L_m = 97\,000\left(\frac{M_{CO}}{M_\odot} - 0{,}52\right)L_\odot.$$

Характерным свойством звёзд на АВГ является интенсивная потеря массы. Считается, что звёзды с $M < 8\ M_\odot$ теряют всю водородную оболочку и превращаются в белый карлик массой $\lesssim 1\ M_\odot$. Механизм потери массы не вполне ясен, но считается (гл. обр. на основе данных наблюдений), что б. ч. массы теряется в виде спокойного истечения, а оставшаяся часть (неск. десятых долей $M_\odot$) сбрасывается быстро в виде сферич. оболочки, наблюдаемой как планетарная туманность. Эволюц. трек ядра планетарной туманности с $M = 0{,}6\ M_\odot$, превращающегося в белый карлик, приведён на рис. 4 (схематически такие треки показаны на рис. 3). Времена на штриховых отметках t_i и соответствующие массы водородных оболочек $M_{об}$ равны

i	1	2	3	4	5	6	7	8	9
t_i, 10^4 лет	−3,0	−2,0	−1,0	−0,5	0	0,5	1,0	1,5	1,86
$M_{об}$, $10^{-3} M_\odot$	3,15	2,53	1,84	1,47	1,13	0,80	0,49	0,27	0,27

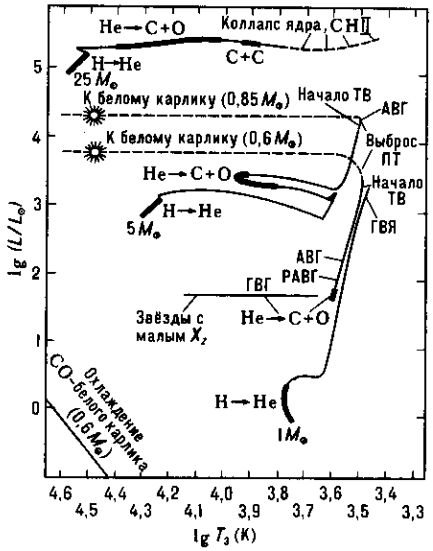


Рис. 3. Огрублённые эволюционные треки звёзд с начальными массами $M = 1$, 5, 25 $M_\odot$. Жирные линии соответствуют основным стадиям горения в ядре (рядом указаны соответствующие реакции). Для $M < 2{,}3\ M_\odot$ происходит гелиевая вспышка в ядре (ГВЯ), далее начинается спокойное горение ^{4}He в ядре. После выгорания ^{4}He в ядре звезда переходит на раннюю асимптотическую ветвь гигантов (РАВГ). Когда ядро, в котором выгорел ^{4}He, достигает массы 0,53 $M_\odot$, начинаются тепловые вспышки (ТВ) в гелиевом слоевом источнике. На стадии АВГ происходит потеря массы, которая заканчивается быстрым сбросом остатка водородной оболочки в виде планетарной туманности (ПТ). CO-ядро массой 0,6 $M_\odot$ превращается в белый карлик. Эволюция более массивных звёзд с $M < (8—9)\ M_\odot$ на стадии АВГ и дальше происходит аналогично. Кружком с лучами отмечено начало свечения планетарной туманности, когда $T_э$ звезды достигает $3 \cdot 10^4$ К и начинается ионизация газа в ПТ.

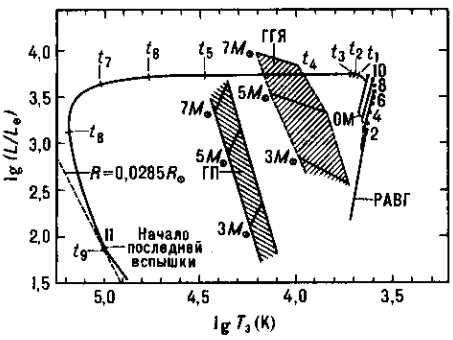


Рис. 4. Эволюционный трек звезды, превращающейся в белый карлик, с $M = 0{,}6\ M_\odot$, начиная от РАВГ; начальный состав: $X_H = 0{,}749$, $X_{He} = 0{,}25$, $X_Z = 0{,}001$. Точками даны положения звезды перед очередной тепловой вспышкой, указан её номер. ОМ — огибающая минимумов светимости при вспышках. Показаны треки звезды в области минимумов вспышек № 7, 9 и 10. Заштрихованы участки на ГП и в области горения гелия в ядре (ГГЯ), где даны приближённые эволюционные треки звёзд с $M = 3$, 5, 7 $M_\odot$. Штриховая линия слева соответствует звезде постоянного радиуса $R = 0{,}0285\ R_\odot$.

Звёзды с массой $M = (8—13)\ M_\odot$. У таких звёзд масса ядра достигает $\approx 1{,}39\ M_\odot$. При сжатии ядра в нём зажигается углерод. Горение углерода в вырожденном ядре звезды с $M \approx 8\ M_\odot$ неустойчиво, реакция ^{12}C (^{12}C, γ)^{24} Mg приводит к взрыву и полному разлёту звезды. Возможно, подобные взрывы вызывают наблюдаемые вспышки сверхновых звёзд первого типа. В ядрах звёзд с нач. массами, превышающими 8 $M_\odot$ (вплоть до 13 $M_\odot$), углеродное ядро не вырождено. Вырождение наступает на стадии образования ядра из ^{16}O, ^{20}Ne, ^{24}Mg. Для $M = (\geqslant 8—10)\ M_\odot$ вырожденное ядро сжимается в результате *нейтронизации вещества* ^{24}Mg, сжатие переходит в гравитац. коллапс. При этом ядро разогревается за счёт неравновесной нейтронизации. В звёздах массой (10—13) $M_\odot$ в вырожденном ядре развивается тепловая неустойчивость, к-рая, как и при гелиевой вспышке, ведёт к снятию вырождения и переходу в режим спокойного горения вплоть до появления ^{56}Fe в центре звезды. Судьба такой звезды схожа с судьбой более массивных звёзд.

Эволюция массивных звёзд ($M > \approx 13\ M_\odot$). Горение в центр. областях этих звёзд проходит в отсутствие вырождения вплоть до образования железного ядра. Расчётные эволюц. треки массивных звёзд после образования гелиевого ядра чувствительны к физ. предположениям, методу расчёта и очень разнообразны. Это проявляется в разл. форме петель на ГРД (аналогичных петлям для 5, 7, 10 $M_\odot$ на рис. 2), а также в значениях эфф. темп-ры звезды на стадии горения гелия. Различие физ. предположений состоит в выборе критерия конвективной неустойчивости, к-рый учитывает [критерий П. Леду (P. Ledoux)] или не учитывает [критерий К. Шварцшильда (K. Schwarzschild)] стабилизирующую роль градиента хим. состава. С этим связано поведение т. н. полуконвективной зоны, к-рая появляется над конвективным ядром у звёзд с $M \gtrsim 20\ M_\odot$ на стадии горения водорода и имеет очень небольшое превышение градиента темп-ры над адиабатическим. В моделях, учитывающих градиент хим. состава, зона полуконвекции отделена от конвективного ядра лучистым слоем, что препятствует перемешиванию. Если же использовать критерий Шварцшильда, то возникает частичное перемешивание и условия эволюции существенно меняются. Горение гелия происходит в области голубых сверхгигантов при $\lg T_э \gtrsim 4$,

а в случае критерия Леду гелий выгорает в области красных сверхгигантов с $\lg T_э = 3{,}5—3{,}7$.

С ростом массы растёт величина L/L_c, где критич. светимость

$$L_c = \frac{4\pi cGM}{\varkappa} \approx 1{,}3 \cdot 10^{38} \frac{M}{M_\odot}\left(\frac{0{,}4}{\varkappa}\right) \text{эрг} \cdot \text{с}^{-1},$$

$\varkappa$ в $\text{см}^2/\text{г}$. При $L = L_c$ сила светового давления на электроны уравновешивает силу гравитац. притяжения атомных ядер. В процессе движения звезды на ГРД направо в область красных сверхгигантов после образования гелиевого ядра в оболочке, где возникают зоны неполной ионизации гелия и водорода, резко возрастает непрозрачность и L/L_c становится больше единицы. На этой стадии возможно резкое увеличение скорости потери массы звездой, так что может потеряться вся водородная оболочка. Наблюдения показывают существование очень ярких гелиевых звёзд типа Вольфа—Райе (WR, см. *Вольфа—Райе звёзды*), у к-рых происходит мощное истечение вещества с потоком массы $\dot{M} \approx 10^{-5}\ M_\odot$/год. На стадии образования WR-звёзд поток массы мог быть значительно больше.

Расчёт эволюции массивных звёзд требует самосогласованного учёта потери массы, так чтобы величина $\dot{M}$ получалась в расчётах однозначно, как L, R, $T_э$. Т. к. время потери массы $M/\dot{M}$ много больше гидродинамич. времени звезды $R^{3/2}/\sqrt{GM}$, звезда на стадии истечения может быть представлена в виде статич. ядра и стационарно истекающей оболочки, масса к-рой внутри критич. радиуса потока много меньше массы звезды; на критич. радиусе $r_к$ скорость $v_к$ равна скорости звука $v_{зв}$ и $v_к^2 = GM/2r_к$ (см. *Звёздный ветер*). Скорость потока быстро падает по мере перехода к плотным внутр. слоям звезды, и оболочка плавно переходит в статич. ядро. Сделаны лишь предварит. расчёты эволюции с самосогласованным учётом потери массы, хотя имеется много эволюц. расчётов с феноменологич. учётом потери массы, типа зависимостей

$$\dot{M} \approx -\frac{LR}{M} \cdot 10^{-11},\ M_\odot/\text{год} \quad \text{или} \quad \dot{M} \approx -10^2 \frac{L}{c^2},\ M_\odot/\text{год}$$

(L, R, M в единицах $L_\odot$, $R_\odot$, $M_\odot$).

Расчёт эволюции двух звёзд с пост. массами ($M = 15$ и $25\ M_\odot$) вплоть до образования железного ядра в состоянии предсверхновой представлен на рис. 5. После возгора-

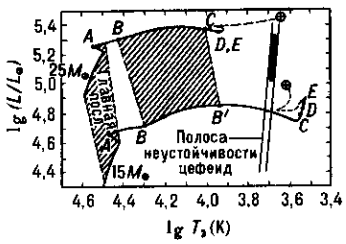


Рис. 5. Эволюционные треки звёзд с массами 15 и 25 $M_\odot$; BB' и BC — области горения гелия в ядре; CD — горение в двойном (H—He) слоевом источнике; DE — горение углерода. Расчёты доведены до точки потери устойчивости (указана крестом в кружке), штриховые треки соответствуют не вполне уверенным расчётам.

ния углерода эволюция ядра идёт очень быстро, ввиду роста скорости нейтринных потерь, так что состояние оболочки почти не меняется и звезда мало движется по ГРД вплоть до начала коллапса. Наблюдения сверхновой 1987A в Большом Магеллановом Облаке показали, что предсверхновая здесь представляла собой голубой, а не красный сверхгигант, как показано на рис. 5. Это может быть связано с тем, что либо произошёл сброс значит. части водородной оболочки, либо звезда эволюционировала на треке вдоль петель, заходящих в голубую область. Если углерод загорелся в тот момент, когда звезда находилась в голубой области, её видимое положение на ГРД оставалось почти неизменным вплоть до потери устойчивости и вспышки сверхновой. Сравнение разл. расчётов показывает, что появление петель носит стохастич. характер, поэтому можно говорить лишь о вероятности расположения звезды в области голубых, жёлтых или красных сверхгигантов в состоянии предсверхновой.

Звёзды, превратившиеся в красные и жёлтые гиганты и сверхгиганты, после образования гелиевого ядра становятся в определ. области неустойчивыми относительно раскачки механич. колебаний и наблюдаются как переменные звёзды с регулярными колебаниями блеска (*цефеиды* и звёзды типа RR Лиры). Осн. причиной возбуждения колебаний в этих звёздах является аномальное поведение непрозрачности в зоне неполной ионизации гелия, толщина к-рой растёт с ростом темп-ры (см. *Пульсации звёзд*). Вне ГП расположены и др. типы переменных звёзд с регулярной, полурегулярной и нерегулярной переменностью. Причиной переменности регулярных переменных, находящихся на стадиях Э. з. до и после ГП, является наличие мощных конвективных оболочек, приводящих к генерации ударных волн при звёздных вспышках, аналогичных *вспышкам на Солнце*, но на много порядков более мощных.

Предсверхновые и сверхновые

Сверхновые второго типа (с линиями водорода в спектрах и остатками в виде *пульсаров*) являются продуктом эволюции массивных звёзд с $M \geqslant (13—15)\ M_\odot$. Ядра этих звёзд теряют устойчивость и коллапсируют после увеличения центр. темп-ры настолько, что начинается диссоциация ядер ^{56}Fe и адиабатич. показатель γ становится меньше 4/3. Значение γ, усреднённое по звезде ($\langle\gamma\rangle$), определяет её гидродинамич. устойчивость. Неустойчивость имеет место при

$$\int_0^1 \left(\gamma - \frac{4}{3}\right) P \frac{dy}{\varphi(y)} < 0{,}21 \frac{G^2 M^{4/3} \rho_c^{5/3}}{c^2},$$

где $y = \frac{m(r)}{M}$, $\varphi(y) = \frac{\rho(r)}{\rho_c}$.

В выражении член справа связан с эффектами общей теории относительности и равен нулю в ньютоновской теории, в к-рой $\langle\gamma\rangle = 4/3$ отделяет устойчивые состояния от неустойчивых. Согласно результатам расчётов, представленным на рис. 5, ядра звёзд в точке вскоре после потери устойчивости характеризуются параметрами:

$\frac{M}{M_\odot}$	$\frac{M_я}{M_\odot}$	ρ_c, $\text{г} \cdot \text{см}^{-3}$	T_c, К	$T_э$, К	$\frac{R_f}{R_\odot}$	$\frac{L_{ph}}{L_\odot}$	$\frac{L_\nu}{L_\odot}$
15	1,56	6,0 (9)	8,3 (9)	4,28 (3)	560	9,7 (4)	1,8 (15)
25	1,61	3,5 (9)	8,3 (9)	4,36 (3)	963	3,1 (5)	2,1 (15)

Здесь $M_я$ — масса ядра; T_c и ρ_c — центральные темп-ра и плотность, L_ν — нейтринная светимость, L_{ph} — фотонная светимость, R_f — радиус фотосферы; цифры в скобках указывают порядок величины. У звёзд массой ок. $8\ M_\odot$ образуется вырожденное углеродно-кислородное ядро массой $1{,}39\ M_\odot$, к-рое перед тепловой вспышкой характеризуется след. параметрами: $\rho_c = 2{,}7$ (9) г/см^3, $T_c = 2{,}8$ (8) К, $r_я = 3{,}4$ (−3) $R_\odot$ ($r_я$ — радиус ядра). Тепловые вспышки звёздных ядер, ведущие к полному разлёту звезды и выделению энергии $\sim 10^{51}$ эрг, связывают с наблюдаемыми вспышками сверхновых типа I, в спектрах к-рых водород не наблюдается, а в остатках взрыва не найдены пульсары. Вспышки сверхновых типа I*b*, промежуточных между типами I и II (линии водорода почти не видны, но нейтронные звёзды могут образоваться), связаны, видимо, с потерей устойчивости в ядрах звёзд промежуточной массы $M = (8-13)M_\odot$ или с вхождением этих звёзд в двойные системы.

Расчёты гидродинамич. коллапса ядер массивных звёзд показали, что подавляющая часть (>99%) выделяющейся гравитац. энергии ($\sim 10^{54}$ эрг) уносится нейтрино. Внутр. части звезды оказываются непрозрачными для рождаю-

щихся там нейтрино, внутри звезды формируется нейтринная фотосфера. Нейтринный нагрев падающей оболочки, выгорание в ней оставшегося ядерного горючего во время коллапса, а также отскок падающей оболочки от поверхности образовавшейся нейтронной звезды оказываются недостаточными для того, чтобы выбросить вещество с кинетич. энергией $10^{50} \div 10^{51}$ эрг (характерной для сверхновых). Осн. причины этого заключаются в том, что нейтринный поток тормозит падение оболочки, а образующаяся при отскоке оболочки ударная волна дополнительно ослабляется из-за затраты большей части её энергии на диссоциацию в оболочке атомных ядер железного пика (т. е. ядер с массовыми числами, близкими к 56). Быстрые потери энергии за счёт испускания нейтрино из области нейтринной фотосферы приводят к увеличению градиента темп-ры и развитию конвекции. Это может существенно увеличить энергию каждого вылетающего нейтрино и соответственно сечение его взаимодействия с веществом, что способствует взрыву.

Энергия взрыва сверхновой может черпаться из энергии вращения образующейся нейтронной звезды, к-рая достигает 10^{53} эрг. Важнейшую роль в трансформации энергии вращения в энергию взрыва играет магн. поле. Поэтому такой взрыв носит назв. магниторотационного. В дифференциально вращающейся оболочке вокруг нейтронной звезды происходит линейное по времени усиление азимутального магн. поля за счёт наматывания силовых линий. Когда магн. давление достаточно возрастёт, формируется ударная волна, к-рая усиливается при распространении в среде со спадающей плотностью и за счёт работы магн. поршня. Расчёты показывают, что ≈ 3—5% энергии вращения может быть преобразовано в кинетич. энергию выброса. Этого достаточно для объяснения наблюдаемых сверхновых. В отличие от механизмов взрыва сферически-симметричных звёзд, где энергия выделяется в доли секунды, при магниторотационном взрыве выделение энергии может затянуться на неск. часов; при этом период вращения образующейся нейтронной звезды может превышать 10 миллисекунд (скорость вращения будет $\lesssim 1/10$ предельной, совместимой с устойчивостью нейтронной звезды).

Последние стадии эволюции звёзд

Звезда, у к-рой отсутствуют источники энергии, светит за счёт остывания, а равновесие в ней поддерживается давлением вырожденных электронов или нейтронов. Фундам. фактом является наличие предела массы у холодных звёзд, связанного с тем, что с ростом плотности наступает релятивистское вырождение электронов ($\gamma \to 4/3$), а затем и нейтронов. Поэтому достаточно массивные звёзды теряют устойчивость и переходят в состояние релятивистского коллапса с образованием чёрной дыры. При плотностях $\rho \lesssim 4 \cdot 10^{11}$ г/см^3 вещество состоит из электронов и ядер. Энергия Ферми электронов $\mathscr{E}_\Phi \gg m_e c^2$ уже при $\rho/\mu_z \gg \gg 10^6$ г/см^3 (μ_z — число нуклонов на электрон), поэтому можно использовать ур-ние состояния релятивистского вырожденного электронного газа

$$P = \frac{(3\pi^2)^{1/3}}{4} \frac{\hbar c}{(\mu_z m_p)^{4/3}} \rho^{4/3}. \qquad (8)$$

Для баротропного ур-ния состояния $P = P(\rho)$ равновесие звезды определяется ур-ниями (1) и (2). В случае политропы $P = K\rho^\gamma$ из (1) и (2) следует ур-ние равновесия:

$$\frac{1}{\xi^2}\frac{d}{d\xi}\left(\xi^2 \frac{d\theta}{d\xi}\right) = -\theta^n, \quad 1 + \frac{1}{n} = \gamma,$$

$$\rho = \rho_c \theta^n, \quad r = \alpha\xi, \quad \alpha = \left[\frac{n+1}{4\pi G} K \rho_c^{\frac{1}{n}-1}\right]^{1/2},$$

масса звезды

$$M = 4\pi \int_0^R \rho r^2 dr = 4\pi \left[\frac{(n+1)K}{4\pi G}\right]^{3/2} \rho_c^{\frac{3}{2n}-\frac{1}{2}} M_n, \qquad (9)$$

$$M_n = \int_0^{\xi_1} \theta^n \xi^2 d\xi, \quad \theta(\xi_1) = 0.$$

Из ур-ния (9) следует, что при $\gamma = 4/3$, $n = 3$ масса звезды не зависит от ρ_c. Для ур-ния состояния (8) масса

$$M_ч = \frac{\sqrt{3\pi}}{2}\left(\frac{\hbar c}{G}\right)^{3/2} \frac{1}{(\mu_z m_p)^2} M_3 = \frac{5{,}83}{\mu_z^2} M_\odot.$$

Масса звёзд, у к-рых давление определяется вырожденными электронами, не может превысить $M_ч$ (*Чандрасекара предел*). Звёзды, в к-рых преобладает давление вырожденных электронов, наз. белыми карликами за их небольшие размеры и горячую поверхность. На графике $M(\rho_c)$ для холодных звёзд (рис. 6) белые карлики расположены левее первого максимума. Для железного состава $\mu_z = A/Z = 28/13$; с учётом нейтронизации и кулоновских поправок к ур-нию состояния макс. масса железного белого карлика равна примерно $1 M_\odot$, когда центр. плотность $\approx 1{,}4 \times \times 10^9$ г/см^3. При большей плотности μ_z растёт из-за нейтронизации и равновесная масса падает. При этом равновесные модели неустойчивы, а устойчивость восстанавливается, когда осн. вклад в давление начинают давать нерелятивистские вырожденные нейтроны (минимум на рис. 6, где $M = 0{,}0925\ M_\odot$, $\rho_c = 1{,}55 \cdot 10^{14}$ г/см^3). При столь высоких плотностях важную роль играет ядерное взаимодействие, поэтому в устойчивых нейтронных звёздах (между минимумом и вторым максимумом) нейтронный газ не является идеальным. Релятивистское вырождение нейтронов и эффекты ОТО приводят к потере устойчивости. В результате предельная масса нейтронной звезды (для реалистич. ур-ний состояния) $M_{lim} = 1{,}6 \div 1{,}8\ M_\odot$.

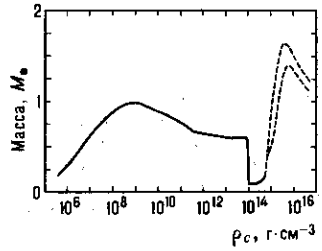


Рис. 6. Зависимость массы от центральной плотности для равновесных холодных звёзд. Верхняя штриховая линия соответствует уравнению состояния для «чистых» нейтронов, нижняя — с учётом гиперонов.

Звёзды с нач. массой $M < 8\ M_\odot$ теряют вещество в процессе эволюции на АВГ и превращаются в белые карлики. Более массивные звёзды, не успевшие потерять массу и теряющие устойчивость, либо разлетаются в результате взрывного горения углерода, либо превращаются в нейтронные звёзды разл. типов. Если излишек массы не сбрасывается при коллапсе, то происходит релятивистский коллапс ядра с $M_я > M_{lim}$ и образование чёрной дыры. Предшественниками чёрных дыр являются наиб. массивные звёзды с нач. массами $M > (40$—$50)\ M_\odot$.

Лит.: Франк-Каменецкий Д. А., Физические процессы внутри звезд, М., 1959; Шварцшильд М., Строение и эволюция звезд, пер. с англ., М., 1961; Внутреннее строение звезд, под ред. Л. Аллера, Д. М. Мак-Лафлина, пер. с англ., М., 1970; Масевич А. Г., Тутуков А. В., Эволюция звезд: теория и наблюдения, М., 1988; Бисноватый-Коган Г. С., Физические вопросы теории звездной эволюции, М., 1989.

Г. С. Бисноватый-Коган.

ЭДДИНГТОНОВСКИЙ ПРЕДЕ́Л СВЕТИ́МОСТИ — то же, что *критическая светимость*.

ЭЙКОНА́Л (от греч. eikón — изображение) в геометрической оптике — ф-ция, определяющая оптич. длину пути луча света между двумя произвольными точками, одна из к-рых A принадлежит пространству предметов (объектов), другая A' — пространству изображений (см. *Изображение оптическое*). В зависимости от выбора параметров различают: точечный Э., или эйконал Гамильтона (гамильтонова характеристич. ф-ция от координат x, y, z; x', y', z' точек A и A'); угл. эйконал Брунса (ф-ция угл. коэф. μ, ν, μ', ν' луча); более сложный эйконал Шварцшильда и ряд др. Применение Э. при расчётах оптич. систем даёт возможность, дифференцируя его по определ. пара-

метрам, найти выражения для нек-рых осн. *аберраций оптических систем*. Ф-ции, наз. Э., широко используются в *электронной и ионной оптике* в рамках общей аналогии, существующей между нею и классич. оптикой, а также при описании процессов рассеяния частиц и волн в квантовой механике и квантовой теории поля (эйкональное приближение), где тоже возникают аналогии с оптикой.

Лит.: Борн М., Вольф Э., Основы оптики, пер. с англ., 2 изд., М., 1973.

ЭЙЛЕРА ИНТЕГРА́ЛЫ — интегралы вида

$$\Gamma(z)=\int_0^\infty e^{-t}t^{z-1}\,dt,\quad \mathrm{Re}\,z>0$$

— гамма-функция, или Э. и. второго рода [Л. Эйлер (L. Euler), 1729—30], и вида

$$\mathrm{B}(u,v)=\int_0^1 t^{u-1}(1-t)^{v-1}dt,\quad \mathrm{Re}\,u>0,\quad \mathrm{Re}\,v>0$$

— бета-функция, или Э. и. первого рода [Л. Эйлер, 1730—31, ранее рассматривался также И. Ньютоном (I. Newton) и Дж. Уоллисом (Валлисом) (J. Wallis)].

В области определения $\Gamma(z)$ является *аналитической функцией*; $\mathrm{B}(u, v)$ аналитична по каждому из аргументов. Э. и. связаны соотношением

$$\mathrm{B}(u,v)=\frac{\Gamma(u)\Gamma(v)}{\Gamma(u+v)}. \qquad (*)$$

Ф-ция $\Gamma(z)$ может быть аналитически продолжена на всю плоскость, за исключением точек $z=-n$, $n=0, 1, 2, \ldots$, где она имеет полюсы первого порядка с вычетами $(-1)^n/n!$. *Аналитическое продолжение* $\mathrm{B}(u, v)$ может быть получено из (*).

Э. и. удовлетворяют, в частности, следующим функциональным соотношениям: $\Gamma(z+1)=z\Gamma(z)$, $\Gamma(z)\Gamma(1-z)=\pi/\sin\pi z$ (т. н. ф-ла дополнения), $2^{2z-1}\Gamma(z)\Gamma(z+1/2)=\Gamma(1/2)\Gamma(2z)$ (ф-ла удвоения), $\mathrm{B}(z, 1)=1/z$, $\mathrm{B}(z, 1-z)=\pi/\sin\pi z$, $2^{2z-1}\mathrm{B}(z, z)=\mathrm{B}(z, 1/2)$.

Частные значения: $\Gamma(n+1)=n!$, $\Gamma(1/2)=\sqrt{\pi}$, $\Gamma(n+1/2)=(\sqrt{\pi}/2^{2n})(2n)!/n!$, $\mathrm{B}(m+1, n+1)=m!n!/(m+n+1)!$ ($m=0, 1, 2, \ldots$), $\mathrm{B}(1/2, n/2)=2(n-2)!!/(n-1)!!$ (при $n=2, 4, 6, \ldots$) и $\mathrm{B}(1/2, n/2)=\pi(n-2)!!/(n-1)!!$ (при $n=1, 3, 5, \ldots$).

Для $|z|\gg 1$, $|\arg z|\leqslant\pi-\delta$, $\delta>0$ справедливо асимптотич. представление

$$\Gamma(z)=\exp\left[(z-1/2)\ln z-z+(1/2)\ln 2\pi\right]\times$$
$$\times\left[1+1/12z+1/288z^2-139/51840z^3+0(z^{-4})\right].$$

В приложениях часто используют т. н. формулу Стирлинга:

$$\Gamma(n+1)=n!\approx\sqrt{2\pi n}\left(\frac{n}{e}\right)^n.$$

Ф-цию $\mathrm{B}(x, y)$ (x, y — вещественные) можно представить в виде ряда

$$\mathrm{B}(x,y)=\frac{1}{y}\sum_{n=0}^{\infty}(-1)^n\frac{y(y-1)\ldots(y-n)}{n!(x+n)},\quad y>0.$$

Интегралы

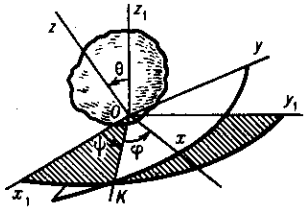
$$\Gamma(a,z)=\int_z^\infty e^{-t}t^{a-1}\,dt,$$

$$\mathrm{B}_z(p,q)=\int_0^z t^{p-1}(1-t)^{q-1}\,dt$$

наз. соответственно неполной гамма-функцией и неполной бета-функцией (см. также *Интегральные функции*).

Лит.: Лебедев Н. Н., Специальные функции и их приложения, 2 изд., М.—Л., 1963; Никифоров А. Ф., Уваров В. Б., Специальные функции математической физики, 2 изд., М., 1984.

ЭЙЛЕРА УГЛЫ́ — три угла φ, ψ и θ, определяющие положение твёрдого тела, имеющего неподвижную точку O (напр., *гироскопа*), по отношению к неподвижным прямоуг. осям $Ox_1y_1z_1$. Если с телом жёстко связать прямоуг. оси $Oxyz$ (рис.) и обозначить линию пересечения плоскостей Ox_1y_1 и Oxy через OK (линия узлов), то Э. у. будут: угол собственного вращения $\varphi=\angle KOx$ (угол поворота вокруг оси Oz), угол прецессии $\psi=\angle x_1OK$ (угол поворота вокруг оси Oz_1) и угол нутации $\theta=\angle z_1Oz$ (угол поворота вокруг линии узлов OK); положит. направления отсчёта углов показаны на рисунке дуговыми стрелками. Положение тела будет определяться однозначно, если считать углы φ и ψ изменяющимися от 0 до 2π, а угол θ — от 0 до π. Э. у. широко используются в динамике твёрдого тела, в частности в теории гироскопа и в небесной механике.



ЭЙЛЕРА УРАВНЕ́НИЕ в гидромеханике — дифференц. ур-ние движения идеальной жидкости в переменных Эйлера. Если давление p, плотность ρ, проекции скоростей частиц жидкости u, v, ω и проекции действующей объёмной силы X, Y, Z рассматривать как ф-ции координат x, y, z точек пространства и времени t (переменные Эйлера), то Э. у. в проекциях на оси прямоуг. декартовой системы координат принимает вид системы ур-ний:

$$\frac{\partial u}{\partial t}+u\frac{\partial u}{\partial x}+v\frac{\partial u}{\partial y}+w\frac{\partial u}{\partial z}=X-\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x},$$
$$\frac{\partial v}{\partial t}+u\frac{\partial v}{\partial x}+v\frac{\partial v}{\partial y}+w\frac{\partial v}{\partial z}=Y-\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial y},$$
$$\frac{\partial w}{\partial t}+u\frac{\partial w}{\partial x}+v\frac{\partial w}{\partial y}+w\frac{\partial w}{\partial z}=Z-\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial z}.$$

Решение общей задачи гидромеханики в переменных Эйлера сводится к тому, чтобы, зная X, Y, Z, а также начальные и граничные условия, определить u, v, w, p, ρ как ф-ции x, y, z и t. Для этого к Э. у. присоединяют ур-ние неразрывности в переменных Эйлера:

$$\frac{\partial\rho}{\partial t}+\frac{\partial(\rho u)}{\partial x}+\frac{\partial(\rho v)}{\partial y}+\frac{\partial(\rho w)}{\partial z}=0.$$

В случае баротропной жидкости, у к-рой плотность зависит только от давления, 5-м ур-нием будет ур-ние состояния $\rho=\varphi(p)$ (или $\rho=\mathrm{const}$, когда жидкость несжимаема).

Э. у. пользуются при решении разнообразных задач гидромеханики.

Лит.: Лойцянский Л. Г., Механика жидкости и газа, 6 изд., М., 1987.

С. М. Тарг.

ЭЙЛЕРА УРАВНЕ́НИЯ в механике твердого тела. Динамические Э. у. представляют собой дифференц. ур-ния движения твёрдого тела вокруг неподвижной точки и имеют вид

$$I_x\dot\omega_x+(I_z-I_y)\omega_y\omega_z=M_x,$$
$$I_y\dot\omega_y+(I_x-I_z)\omega_z\omega_x=M_y, \qquad (1)$$
$$I_z\dot\omega_z+(I_y-I_x)\omega_x\omega_y=M_z,$$

где I_x, I_y, I_z — моменты инерции тела относительно гл. осей инерции, проведённых из неподвижной точки; ω_x, ω_y, ω_z — проекции мгновенной угл. скорости тела на эти оси; M_x, M_y, M_z — гл. моменты сил, действующих на тело, относительно тех же осей; $\dot\omega_x$, $\dot\omega_y$, $\dot\omega_z$ — производные по времени от ω_x, ω_y, ω_z.

Кинематические Э. у. дают выражения ω_x, ω_y, ω_z через *Эйлера углы* φ, ψ, θ и имеют вид

$$\omega_x=\dot\psi\sin\theta\sin\varphi+\dot\theta\cos\varphi,$$
$$\omega_y=\dot\psi\sin\theta\cos\varphi-\dot\theta\sin\varphi, \qquad (2)$$
$$\omega_z=\dot\varphi+\dot\psi\cos\theta.$$

Система ур-ний (1) и (2) позволяет, зная закон движения тела, определить момент действующих на него сил и на-

оборот, зная действующие на тело силы, определить закон его движения.

Лит.: Бухгольц Н. Н., Основной курс теоретической механики, 6 изд., ч. 2, М., 1972. *С. М. Тарг.*

ЭЙЛЕРА ЧИСЛО́ — один из *подобия критериев* движения жидкостей или газов. Характеризует соотношение между силами давления, действующими на элементарный объём жидкости или газа, и инерц. силами. Э. ч. $Eu=2(p_2-p_1)/\rho v^2$ (иногда $2p/\rho v^2$), где p_2, p_1 — давления в двух характерных точках потока (или движущегося в нём тела), $\rho v^2/2$ — скоростной напор, ρ — плотность жидкости или газа, v — скорость течения (или скорость тела). Если при течении жидкости имеет место *кавитация*, то аналогичный критерий наз. числом кавитации $\varkappa=2(p_0-p_н)/\rho v^2$, где p_0 — характерное давление, $p_н$ — давление насыщ. паров жидкости. В сжимаемых газовых потоках Э. ч. в форме $Eu=2p/\rho v^2$ связано с др. критериями подобия — *Маха числом* M и отношением уд. теплоёмкостей среды γ — ф-лой $Eu=2/\gamma M^2$, где $\gamma=c_p/c_V$ (c_p — уд. теплоёмкость при пост. давлении, c_V — уд. теплоёмкость при пост. объёме).

ЭЙЛЕРА — Д'АЛАМБЕ́РА ПАРАДО́КС — см. *Д'Аламбера — Эйлера парадокс.*

ЭЙЛЕРА — ЛАГРА́НЖА УРАВНЕ́НИЕ — необходимое условие экстремума в задачах *вариационного исчисления*, полученное Л. Эйлером в 1744. Впоследствии, используя другой метод, это ур-ние вывел Ж. Лагранж (J. Lagrange) в 1759.

Пусть поставлена задача вариац. исчисления, состоящая в определении экстремума функционала

$$J(x)=\int_{t_1}^{t_2} F(t, x, \dot{x})\,dt \qquad (1)$$

при известных условиях на концах

$$x(t_1)=x_1, \quad x(t_2)=x_2. \qquad (2)$$

И пусть непрерывно дифференцируемая ф-ция $x(t)$, $t_1\leqslant t\leqslant t_2$, есть решение задачи (1), (2). Тогда $x(t)$ удовлетворяет Э.—Л. у.:

$$F_x-\frac{d}{dt}F_{\dot{x}}=0. \qquad (3)$$

Ур-ние (3) можно записать в развёрнутом виде:

$$F_x-F_{t\dot{x}}-F_{x\dot{x}}\dot{x}-F_{\dot{x}\dot{x}}\ddot{x}=0. \qquad (4)$$

Гладкое решение ур-ния (3) [или (4)] наз. экстремалью. Если $F_{\dot{x}\dot{x}}\neq 0$ в точке (t, x), лежащей на экстремали, то в этой точке экстремаль имеет непрерывную 2-ю производную $\ddot{x}$. Экстремаль, во всех точках к-рой $F_{\dot{x}\dot{x}}\neq 0$, наз. неособенной. Для неособенной экстремали Э.—Л. у. можно записать в виде, разрешённом относительно 2-й производной $\ddot{x}$.

Решение вариац. задачи (1), (2) необязательно должно быть непрерывно дифференцируемым. В общем случае оптимальное решение $x(t)$ может быть кусочно дифференцируемой ф-цией. Тогда в угл. точках $x(t)$ должны выполняться необходимые условия Вейерштрасса — Эрдмана, обеспечивающие непрерывность при переходе через угл. точку выражений $F_{\dot{x}}$ и $F-\dot{x}F_{\dot{x}}$, а на отрезках между соседними угл. точками ф-ция $x(t)$ должна удовлетворять Э.—Л. у. Кусочно гладкие линии, составленные из кусков экстремалей и удовлетворяющие в угл. точках условиям Вейерштрасса — Эрдмана, наз. ломаными экстремалями.

В общем случае дифференциальное Э.—Л. у. является ур-нием 2-го порядка и, следовательно, его общее решение зависит от двух произвольных постоянных c_1 и c_2:

$$x=f(t, c_1, c_2).$$

Эти произвольные постоянные можно определить из граничных условий (2):

$$\begin{cases} f(t_1, c_1, c_2)=x_1, \\ f(t_2, c_1, c_2)=x_2. \end{cases} \qquad (5)$$

Если рассматривается функционал, зависящий от неск. ф-ций,

$$J(x^1, \ldots, x^n)=\int_{t_1}^{t_2} F(t, x^1, \ldots, x^n, \dot{x}^1, \ldots, \dot{x}^n)\,dt, \qquad (6)$$

то вместо одного Э.—Л. у. приходят к системе n Э.—Л. у.:

$$F_{x^i}-\frac{d}{dt}F_{\dot{x}^i}=0, \quad i=1, \ldots, n. \qquad (7)$$

Общее решение системы (7) зависит от $2n$ произвольных постоянных, к-рые определяются из заданных $2n$ граничных условий (для задачи с закреплёнными концами).

В случае вариац. задач с подвижными концами, в к-рых левый и правый концы экстремали могут смещаться по нек-рым заданным гиперповерхностям, недостающие граничные условия, позволяющие получить замкнутую систему соотношений типа (5), определяются с помощью необходимого условия трансверсальности. Для простейшей задачи типа (1), в к-рой точка

$$(t_1, x(t_1), t_2, x(t_2))=(t_1, x_1, t_2, x_2)$$

не фиксируется, а может принадлежать нек-рому множеству, условие трансверсальности записывается в виде

$$\left[(F-\dot{x}F_{\dot{x}})dt+F_{\dot{x}}dx\right]_1^2=0; \qquad (8)$$

оно должно выполняться при любых значениях дифференциалов dt_1, dx_1, dt_2, dx_2, удовлетворяющих проварьированным граничным условиям. Если левый и правый концы экстремали могут смещаться вдоль заданных линий $x=\varphi_1(t)$ и $x=\varphi_2(t)$, то в силу условий

$$dx_1=\dot{\varphi}_1(t)dt_1, \quad dx_2=\dot{\varphi}_2(t)dt_2$$

и независимости вариаций dt_1 и dt_2 из (8) получают

$$\begin{cases} F(t_1, x_1, \dot{x}_1)+[\dot{\varphi}_1(t_1)-\dot{x}_1]F_{\dot{x}}(t_1, x_1, \dot{x}_1)=0, \\ F(t_2, x_2, \dot{x}_2)+[\dot{\varphi}_2(t_2)-\dot{x}_2]F_{\dot{x}}(t_2, x_2, \dot{x}_2)=0. \end{cases}$$

Если уравнения линий, вдоль к-рых смещаются левый и правый концы экстремали, заданы в неявном виде $\omega_1(t, x)=0$ и $\omega_2(t, x)=0$, то условие трансверсальности записывается так:

$$\begin{cases} \dfrac{F-\dot{x}F_{\dot{x}}}{\omega_{1t}}=\dfrac{F_{\dot{x}}}{\omega_{1x}} & \text{на левом конце,} \\ \dfrac{F-\dot{x}F_{\dot{x}}}{\omega_{2t}}=\dfrac{F_{\dot{x}}}{\omega_{2x}} & \text{на правом конце.} \end{cases}$$

Если на один из концов экстремали не наложено никаких ограничений, то на этом конце в силу независимости соответствующих концевых вариаций dt и dx условие трансверсальности принимает вид

$$F=0, \quad F_{\dot{x}}=0.$$

Для функционалов, содержащих производные высших порядков [а не только 1-го, как (1), (6)], необходимое условие, аналогичное Э.—Л. у., записывается в виде дифференц. ур-ния Эйлера — Пуассона (см. [1]).

Для вариац. задач, в к-рых разыскивается экстремум функционалов, зависящих от ф-ций неск. переменных, аналогичное необходимое условие записывается в виде ур-ния Эйлера — Остроградского, представляющего собой дифференц. ур-ние с частными производными (см. [2]).

В случае вариац. задач на условный экстремум получение системы Э.—Л. у. связано с использованием множителей Лагранжа. Напр., для т. н. задачи Больца, в к-рой требуется найти экстремум функционала, зависящего от n ф-ций $x=(x^1, \ldots, x^n)$,

$$J(x)=\int_{t_1}^{t_2} f(t, x, \dot{x})dt+g(t_1, x(t_1), t_2, x(t_2)) \qquad (9)$$

при наличии дифференц. ограничений типа равенств

$$\varphi_i(t, x, \dot{x})=0, \quad i=1, \dots, m, \quad m<n, \qquad (10)$$

и граничных условий

$$\Psi_\mu(t_1, x(t_1), t_2, x(t_2))=0, \ \mu=1, \dots, p, \ p\leqslant 2n+2, \qquad (11)$$

с помощью множителей Лагранжа λ_0 и $\lambda_i(t)$, $i=1, \dots, m$, из f и φ_i составляется ф-ция

$$F(t, x, \dot{x}, \lambda)=\lambda_0 f(t, x, \dot{x})+\sum_{i=1}^{m}\lambda_i(t)\varphi_i(t, x, \dot{x})$$

и Э.—Л. у. записываются в виде

$$\begin{cases} F_{\lambda_i}-\dfrac{d}{dt}F_{\dot{\lambda}_i}\equiv\varphi_i(t, x, \dot{x})=0, \quad i=1, \dots, m, \\ F_{x^j}-\dfrac{d}{dt}F_{\dot{x}^j}=0, \quad i=1, \dots, n. \end{cases} \qquad (12)$$

Т. о., оптимальное решение вариац. задачи (9)—(11) должно удовлетворять системе (12), причём первые m из этих ур-ний совпадают с заданными условиями связи (10). Используя дополнительно необходимое условие трансверсальности, получают замкнутую краевую задачу для определения решения вариац. задачи (9)—(11).

Помимо Э.—Л. у. и условий трансверсальности оптимальное решение вариац. задачи должно удовлетворять и др. необходимым условиям [условию Клебша (Лежандра), условию Вейерштрасса и условию Якоби].

Лит.: 1) Ахиезер Н. И., Лекции по вариационному исчислению, М., 1955; 2) Лаврентьев М. А., Люстерник Л. А., Курс вариационного исчисления, 2 изд., М.—Л., 1950.

И. Б. Вапнярский.

ЭЙНШТЕ́ЙН (Э, E) — единица энергии (или кол-ва фотонов), применяемая иногда в фотохимии. Названа в честь А. Эйнштейна (A. Einstein). 1 Э — суммарная энергия квантов монохроматич. излучения, число к-рых равно *Авогадро постоянной*. Размер единицы зависит от длины волны (частоты) излучения.

ЭЙНШТЕ́ЙНА ЗАКО́Н ТЯГОТЕ́НИЯ — см. *Тяготение*.

ЭЙНШТЕ́ЙНА КОЭ́ФФИЦИЕ́НТЫ — коэф., характеризующие вероятности излучательных *квантовых переходов*. Введены А. Эйнштейном в 1916 при рассмотрении теории испускания и поглощения излучения атомами и молекулами на основе представления о фотонах; при этом им впервые была высказана идея существования *вынужденного испускания*. Вероятности *спонтанного испускания*, поглощения и вынужденного испускания характеризуются соответственно коэф. A_{ki}, B_{ik} и B_{ki} (индексы указывают на направление перехода между верх. $\mathscr{E}_k$ и ниж. $\mathscr{E}_i$ уровнями энергии). Эйнштейн одновременно дал вывод *Планка закона излучения* путём рассмотрения термодинамич. равновесия вещества и излучения и получил соотношения между Э. к. (см. *Тепловое излучение*).

Лит.: Эйнштейн А., Испускание и поглощение излучения по квантовой теории, в его кн.: Собр. науч. трудов, т. 3, М., 1966, с. 386; его же, К квантовой теории излучения, там же, с. 393.

М. А. Ельяшевич.

ЭЙНШТЕ́ЙНА МОДЕ́ЛЬ твёрдого тела — исторически первая модель, объясняющая отклонение теплоёмкости твёрдых тел от *Дюлонга и Пти закона* при низких темп-рах. Согласно Э. м., тепловые свойства кристаллич. решётки, состоящей из N атомов, можно трактовать как свойства системы из $3N$ независимых одномерных гармонич. осцилляторов, имеющих одну и ту же собств. частоту ω. Энергия осциллятора может принимать значения $\mathscr{E}_n=(n+1/2)\hbar\omega$ ($n=0, 1, 2, \dots$). Ср. значение энергии осциллятора равно

$$\bar{\mathscr{E}}=\frac{\sum_{n=0}^{\infty}\mathscr{E}_n\exp(-\mathscr{E}_n/kT)}{\sum_{n=0}^{\infty}\exp(-\mathscr{E}_n/kT)}=\frac{\hbar\omega}{\exp(\hbar\omega/kT)-1}+\frac{\hbar\omega}{2}, \qquad (1)$$

откуда теплоёмкость

$$C=\frac{\partial(3N\bar{\mathscr{E}})}{\partial T}=3Nk\left(\frac{\theta_э}{T}\right)^2\frac{\exp(\theta_э/T)}{[\exp(\theta_э/T)-1]^2}. \qquad (2)$$

Здесь T — абс. темп-ра, $\theta_э=\hbar\omega/k$ — эфф. величина, наз. температурой Эйнштейна. Для большинства твёрдых тел $\theta_э$ лежит в интервале 100—300 К.

При высоких темп-рах ($T\gg\theta_э$) ф-ла (2) переходит в закон Дюлонга и Пти. Э. м. предсказывает уменьшение теплоёмкости при понижении темп-ры, что качественно согласуется с экспериментом. Однако предсказываемая Э. м. экспоненц. зависимость теплоёмкости от темп-ры в области низких темп-р ($T\ll\theta_э$)

$$C=3Nk(\theta_э/T)^2\exp(-\theta_э/T)$$

для большинства твёрдых тел экспериментом не подтверждается, что связано с чрезмерно упрощённым предположением о равенстве частот всех осцилляторов. Это предположение устраняется в *Дебая теории* твёрдого тела. В то же время Э. м. по порядку величины правильно описывает вклад, вносимый в теплоёмкость оптич. *фононами*, у к-рых имеется щель в спектре, а частота слабо зависит от волнового вектора, что особенно существенно для кристаллич. решёток с полиатомным базисом (более 1 атома в элементарной ячейке).

Лит.: Киттель Ч., Введение в физику твердого тела, пер. с англ., М., 1978.

Э. М. Эпштейн.

ЭЙНШТЕ́ЙНА СООТНОШЕ́НИЕ — устанавливает связь между *подвижностью* μ носителей заряда e и их коэф. диффузии D:

$$\mu=eD/kT. \qquad (1)$$

Э. с. написано в 1905 при построении теории *броуновского движения* А. Эйнштейном и М. Смолуховским (M. Smoluchowski). Ур-ние движения для частицы массы m имеет вид

$$m\frac{d^2x}{dt^2}+\gamma\frac{dx}{dt}=F(t), \qquad (2)$$

где γ — коэф. трения, $F(t)$ — случайная сила. Помножив (2) на x и усреднив по частицам, учитывая, что $\overline{xF(t)}=0$, а $m\overline{(dx/dt)^2}=kT$ (принцип равного распределения энергии по всем степеням свободы), получаем ур-ние

$$m\frac{d^2\overline{x^2}}{dt^2}+\gamma\frac{d\overline{x^2}}{dt}=2kT. \qquad (3)$$

Интегрируя ур-ние (3) дважды, при $x|_{t=0}=0$ находим, что при $t\gg m/\gamma$ $\overline{x^2}=2kTt/\gamma$, и, сравнивая с определением коэф. диффузии $\overline{x^2}=2Dt$, приходим к выражению $D=kT/\gamma$. Учитывая, что $\mu=e/\gamma$, получаем (1).

Э. с. справедливо для классич. систем, находящихся в термодинамич. равновесии. Для квантовых систем взаимодействующих частиц вместо (1) следует написать

$$\sigma_{ik}=\overline{\Delta n^2}e^2D_{ik}, \qquad (4)$$

где $\overline{\Delta n^2}$ — ср. флуктуация плотности числа частиц, а σ_{ik} и D_{ik} — симметричные компоненты тензоров проводимости и коэф. диффузии. Э. с. является исторически первым примером флуктуационно-диссипативного соотношения (см. *Флуктуационно-диссипативная теорема, Найквиста формула*).

Лит.: Кубо Р., Некоторые вопросы статистическо-механической теории необратимых процессов, в кн.: Термодинамика необратимых процессов, пер. с англ., М., 1962; Ансельм А. И., Основы статистической физики и термодинамики, М., 1973.

А. Ю. Матулис.

ЭЙНШТЕ́ЙНА ТЕМПЕРАТУ́РА — характеристич. темп-ра в *Эйнштейна модели* твёрдого тела.

ЭЙНШТЕ́ЙНА — ДЕ ХА́АЗА ЭФФЕ́КТ (Эйнштейна — де Хааза — Ричардсона эффект) — одно из *магнитомеханических явлений*, в к-рых проявляется связь между собственным механич. и магн. моментами микрочастиц (в частности, атомов). На существование такой связи, лежащей

в основе эффекта, указал О. Ричардсон (O. Richardson, 1908). Эффект обнаружен и теоретически объяснён А. Эйнштейном и В. де Хаазом (W. de Haas) в 1915 и состоит в том, что тело при намагничивании вдоль нек-рой оси приобретает относительно неё механич. момент, пропорциональный намагниченности.

ЭЙНШТЕ́ЙНА — ПОДО́ЛЬСКОГО — РО́ЗЕНА ПАРАДО́КС (парадокс ЭПР) — логич. ситуация, возникшая при анализе мысленного эксперимента, предложенного в 1935 А. Эйнштейном, Б. Подольским (B. Podolsky) и Н. Розеном (N. Rosen) с целью разграничения двух возможных интерпретаций *волновой функции* в квантовой механике: статистическая интерпретация (Эйнштейн) — волновая ф-ция даёт вероятностное описание ансамбля тождеств. микросистем (квантового *статистического ансамбля*); копенгагенская интерпретация (Н. Бор) — волновая ф-ция даёт вероятностное описание индивидуальной микросистемы. В соответствии с первым утверждением выводы квантовой механики нельзя относить к индивидуальной микросистеме, поскольку они носят статистич. характер, второе — предполагает, что волновая ф-ция даёт максимально полное описание индивидуального микропроцесса и такое описание не может быть детерминированным. На опыте обе эти позиции неразличимы, т. к. вероятностные предсказания могут быть проверены только в результате статистич. обработки серии наблюдений.

Цель предложенного мысленного эксперимента — отождествить измерение с индивидуальным наблюдательным актом, что могло бы привести к противоречию, указывающему на неполноту квантовомеханич. описания. Предварительно были приняты два условия:

1) для полноты нек-рой физ. теории необходимо, чтобы каждый элемент физ. реальности имел соответствие в теории;

2) если, не возмущая систему, можно с определённостью (т. е. с вероятностью, как угодно близкой к единице) предсказать значение нек-рой физ. величины, то существует элемент физ. реальности, отвечающий этой величине.

Чтобы пояснить ход рассуждений авторов парадокса ЭПР, рассмотрим следующий мысленный эксперимент. Пусть неподвижная метастабильная частица с нулевым спином распадается на две разл. частицы со спином $^1/_2$ (напр., электрон и позитрон). Пропуская частицу *1* (электрон) через установку Штерна — Герлаха (см. *Штерна — Герлаха опыт*), можно определить проекцию её спина S_{1z} на направление z магн. поля в установке. Если она положительна, то для второй частицы (позитрона) соответствующая проекция спина S_{2z} должна быть отрицательна, т. к. полный спин системы сохраняется. Т. о., значение S_{2z} можно установить, не воздействуя на частицу *2*. Согласно условию 2, существует элемент физ. реальности, отвечающий проекции спина S_{2z}.

В то же время, если магн. поле в установке Штерна — Герлаха было бы ориентировано вдоль оси x, то установленному с помощью приведённого рассуждения значению проекции S_{2x} тоже отвечал бы элемент физ. реальности. Однако наблюдаемые S_z и S_x несовместны, т. е. не могут быть измерены одновременно, т. к. соответствующие операторы не коммутируют: $[\hat{S}_z, \hat{S}_x] = i\hat{S}_y \neq 0$. Отсюда, согласно условию 1, делается вывод о неполноте квантовой механики, т. к. паре элементов физ. реальности $\{S_{2z}, S_{2x}\}$ нет соответствия в теории.

Этот вывод, однако, неправомочен, т. к. измерения наблюдаемых типа S_z и S_x требуют взаимно исключающих эксперим. установок (см. *Дополнительности принцип*). Фактически предложенное рассмотрение допускало дополнит. гипотезу: если A и B по отдельности — элементы реальности, то пара $\{A, B\}$ — также элемент реальности, что не всегда справедливо.

Парадокс ЭПР, несмотря на ошибочность заключений, поставил новые вопросы, ответы на к-рые, возможно, будут получены лишь в будущей теории микромира. В частности, если пара $\{A, B\}$ не есть элемент физ. реальности (в силу несовместности наблюдаемых A и B), то, возможно, это объясняется тем, что существуют какие-то дополнит. (ненаблюдаемые) переменные λ (*скрытые параметры*), к-рые не описываются квантовой теорией и фиксация к-рых позволит получить более детальную картину мира. В таком случае на более глубоком, субквантовом, уровне описание могло бы быть детерминированным, а квантовое описание должно восстанавливаться после усреднения по скрытым параметрам, т. е. средние значения в такой теории должны совпадать с квантовыми средними. Анализ этой проблемы привёл Дж. Белла (J. Bell) в 1964 к выводу о существенно нелокальной природе теорий со скрытыми параметрами (см. *Белла неравенства*), что, в свою очередь, поставило новые вопросы, требующие разрешения.

Лит.: Эйнштейн А., Собр. науч. трудов, т. 3, М., 1966; Бор Н., Атомная физика и человеческое познание, пер. с англ., М., 1961; фон Нейман Дж., Математические основы квантовой механики, пер. с нем., М., 1964; Мандельштам Л. И., Лекции по оптике, теории относительности и квантовой механике, М., 1972; Садбери А., Квантовая механика и физика элементарных частиц, пер. с англ., М., 1989; Философские исследования оснований квантовой механики. (К 25-летию неравенств Белла), М., 1990; Рыбаков Ю. П., Терлецкий Я. П., Квантовая механика, М., 1991; Дискуссионные вопросы квантовой физики. Памяти В. В. Курышкина, М., 1993; см. также лит. при ст. *Белла неравенства*.

Ю. П. Рыбаков.

ЭЙНШТЕ́ЙНА — ФО́ККЕРА — ПЛА́НКА УРАВНЕ́НИЕ — то же, что *Фоккера — Планка уравнение*.

ЭЙНШТЕ́ЙНИЙ (лат. Einsteinium), Es, — радиоакт. хим. элемент III группы периодич. системы элементов, ат. номер 99, относится к тяжёлым *актиноидам* (т. н. трансплутониевым элементам). Известны изотопы Э. с массовыми числами 245—256, все они радиоактивны. Наиб. устойчив ^{254}Es (α-распад и спонтанное деление, $T_{1/2} = 275{,}7$ сут). Для исследований наиб. доступен ^{253}Es (α-распад и спонтанное деление, $T_{1/2} = 20{,}47$ сут). Открыт в 1952 А. Гиорсо (A. Ghiorso), С. Томпсоном (S. G. Thompson) и Г. Хиггинсом (G. H. Higgins), назван в честь А. Эйнштейна.

Конфигурация внеш. электронных оболочек $5s^2p^6d^{10}f^{11}6s^2p^67s^2$ (предположительно). Энергии последоват. ионизаций: 6,8; 12,6 и 22,1 эВ. Металлич. Э. получают восстановлением фторида EsF_3 парами Li. По оценке, $t_{пл}$ металлич. Es 860 °С, кристаллич. структура кубическая гранецентрированная. В хим. соединениях проявляет степени окисления +3 (как и др. актиноиды) и +2 (редко). Мишени, содержащие Э., используют для искусств. синтеза более тяжёлых хим. элементов. *С. С. Бердоносов.*

ЭЙРИ ФУ́НКЦИЯ — частное решение ур-ния

$$y'' - xy = 0, \qquad (1)$$

возникающего во многих задачах оптики, радиофизики, квантовой механики и т. п. Общее решение (1) может быть выражено через модифицированные ф-ции Бесселя (см. *Цилиндрические функции*)

$$y = \sqrt{x}\left[c_1 I_{1/3}\left(\frac{2}{3}x^{3/2}\right) + c_2 I_{-1/3}\left(\frac{2}{3}x^{3/2}\right)\right].$$

Однако обычно вводят частные решения у-ния (1) в виде

$$Ai(x) = \frac{1}{3}\sqrt{x}\left[I_{-1/3}\left(\frac{2}{3}x^{3/2}\right) - I_{1/3}\left(\frac{2}{3}x^{3/2}\right)\right] =$$

$$= \frac{1}{\pi}\sqrt{\frac{x}{3}}K_{1/3}\left(\frac{2}{3}x^{3/2}\right),$$

$$Bi(x) = \sqrt{\frac{x}{3}}\left[I_{-1/3}\left(\frac{2}{3}x^{3/2}\right) + I_{1/3}\left(\frac{2}{3}x^{3/2}\right)\right],$$

наз. соответственно Э. ф. первого и второго рода. Т. о., общее решение (1) может быть представлено в эквивалентной форме

$$y = c_1 Ai(x) + c_2 Bi(x).$$

Соответственно, общее решение уравнения $y'' + xy = 0$ имеет вид

$$y = c_1 Ai(-x) + c_2 Bi(-x),$$

где

$$Ai(-x)=\frac{1}{3}\sqrt{x}\left[J_{-1/3}\left(\frac{2}{3}x^{3/2}\right)+J_{1/3}\left(\frac{2}{3}x^{3/2}\right)\right],$$

$$Bi(-x)=\sqrt{\frac{x}{3}}\left[J_{-1/3}\left(\frac{2}{3}x^{3/2}\right)-J_{1/3}\left(\frac{2}{3}x^{3/2}\right)\right].$$

Асимптотика для больших значений аргумента:

$$Ai(x)\sim\frac{1}{2\sqrt{\pi}}x^{-1/4}\exp\left(-\frac{2}{3}x^{3/2}\right),\ x\to\infty;$$

$$Bi(x)\sim\frac{1}{\sqrt{\pi}}x^{-1/4}\exp\left(\frac{2}{3}x^{3/2}\right),\ x\to\infty.$$

Лит. см. при ст. *Цилиндрические функции.* *А. Ф. Никифоров.*

ЭЙХЕНВА́ЛЬДА О́ПЫТ в электродинамике движущихся сред — доказал точными количеств. измерениями (1903), что конвекц. ток свободных зарядов на движущемся проводнике (см. *Роуланда опыт*) и ток связанных зарядов, возникающий при движении наэлектризованного диэлектрика (см. *Рентгена опыт*), приводят к появлению магн. поля точно так же, как ток проводимости в покоящемся проводнике, т. е. поляризованный немагн. диэлектрик при движении становится намагниченным.

Согласно электронной теории Лоренца, в *Максвелла уравнения* для медленно движущихся со скоростью u ($u\ll c$) сред

$$\operatorname{rot}\boldsymbol{B}=\frac{1}{c}\frac{\partial\boldsymbol{E}}{\partial t}+\frac{4\pi}{c}\boldsymbol{j}_{\text{полн}},$$

$$\operatorname{rot}\boldsymbol{E}=-\frac{1}{c}\frac{\partial\boldsymbol{B}}{\partial t},\qquad(1)$$

$$\operatorname{div}\boldsymbol{E}=4\pi\rho_{\text{полн}},\ \operatorname{div}\boldsymbol{B}=0$$

($\boldsymbol{E}$ — напряжённость электрич. поля, $\boldsymbol{B}$ — магн. индукция) входят полные плотность заряда $\rho_{\text{полн}}=\rho_{\text{своб}}+\rho_{\text{связ}}$ и плотность тока

$$\boldsymbol{j}_{\text{полн}}=\boldsymbol{j}_{\text{пров}}+\boldsymbol{j}_{\text{поляр}}+\boldsymbol{j}_{\text{своб}}+\boldsymbol{j}_{\text{связ}}.\qquad(2)$$

Здесь $\boldsymbol{j}_{\text{пров}}$ — ток проводимости в покоящемся проводнике, $\boldsymbol{j}_{\text{поляр}}=\partial\boldsymbol{P}^{(0)}/\partial t$ — ток поляризации, определяемый изменением во времени поляризации $\boldsymbol{P}^{(0)}=(\varepsilon-1)\boldsymbol{E}/4\pi$ покоящейся среды с диэлектрич. проницаемостью ε, $\boldsymbol{j}_{\text{своб}}=\rho_{\text{своб}}\boldsymbol{u}$ — ток переноса свободных зарядов плотностью $\rho_{\text{своб}}$ со скоростью движения среды $\boldsymbol{u}$ (конвекц. ток Роуланда), $\boldsymbol{j}_{\text{связ}}=\rho_{\text{связ}}\boldsymbol{u}$ при $\rho_{\text{связ}}=-\operatorname{div}\boldsymbol{P}^{(0)}$ — ток связанных зарядов плотностью $\rho_{\text{связ}}$, переносимых со скоростью $\boldsymbol{u}$ (ток Рентгена). Ур-ния (1) с выражениями для плотностей токов (2) полностью эквивалентны релятивистски инвариантным ур-ниям Максвелла — Минковского (см. *Электродинамика движущихся сред*), в к-рых связь электрич. индукции $\boldsymbol{D}$ и напряжённости магн. поля $\boldsymbol{H}$ с $\boldsymbol{E}$ и $\boldsymbol{B}$ при малой скорости $\boldsymbol{u}$ ($u\ll c$) перемещения немагн. (магн. проницаемость $\mu=1$) среды имеет вид

$$\boldsymbol{D}=\boldsymbol{E}+4\pi\boldsymbol{P}_{\text{полн}};\ \boldsymbol{P}_{\text{полн}}\approx\boldsymbol{P}^{(0)}+\frac{\varepsilon-1}{4\pi}[\boldsymbol{\beta}\boldsymbol{B}];$$

$$\boldsymbol{B}=\boldsymbol{H}+4\pi\boldsymbol{M}_{\text{полн}};\ \boldsymbol{M}_{\text{полн}}\approx-[\boldsymbol{\beta}\boldsymbol{P}^{(0)}]\qquad(3)$$

($\boldsymbol{M}_{\text{полн}}$ — намагниченность, $\boldsymbol{\beta}=\boldsymbol{u}/c$), а плотность тока $\boldsymbol{j}_{\text{внеш}}$ внеш. источников в такой движущейся среде равна

$$\boldsymbol{j}_{\text{внеш}}=\boldsymbol{j}_{\text{пров}}+\boldsymbol{j}_{\text{своб}}.\qquad(4)$$

Если подставить выражения (3) и (4) в релятивистски инвариантные ур-ния Максвелла в среде, то получатся ур-ния (1) электронной теории Лоренца, в к-рых полный ток имеет вид (2). Суть опытов Эйхенвальда состояла в эксперим. проверке правильности выражений для всех токов, входящих в равенство (2).

Схема опыта такова: диэлектрич. диск (толщиной d) с диэлектрич. проницаемостью ε вращается между двумя кольцевыми соосными диску обкладками конденсатора (шириной b); обкладки конденсатора, имеющие разрез, подключаются к батарее с напряжением U_0 и могут вращаться вокруг общей оси независимо от диэлектрич. диска. Опыты состояли в поочерёдном вращении обкладок конденсатора или диска, в сравнении магн. действия всех видов токов, входящих в выражение (2), и в эксперим. доказательстве их эквивалентности.

В отсутствие диэлектрика на обкладках заряж. конденсатора образуется поверхностный заряд плотностью $\sigma^{(0)}_{\text{своб}}=U_0/4\pi d$; при вращении обкладок со скоростью u этот заряд создаёт конвекц. ток $J^{(0)}_{\text{своб}}=bu\sigma^{(0)}_{\text{своб}}$ (ток Роуланда). Если же между обкладками находится диэлектрич. диск, то $\sigma_{\text{своб}}=\varepsilon U_0/4\pi d$, а поверхностная плотность индуцированных на диэлектрике зарядов равна $\sigma_{\text{связ}}=-(\varepsilon-1)U_0/4\pi d$. При вращении диэлектрич. диска между покоящимися обкладками возникает ток $J_{\text{связ}}=bu\sigma_{\text{связ}}=-b(\varepsilon-1)U_0u/4\pi d$ (ток Рентгена), вызванный тем, что движущийся поляризованный диэлектрич. диск намагничивается в радиальном направлении; величина его магн. момента $M=J_{\text{связ}}/b$. При вращении всей системы в целом полный ток $J=J_{\text{своб}}+J_{\text{связ}}=bU_0u/4\pi d$ не зависит от диэлектрич. проницаемости диска; это подтверждает справедливость осн. принципов теории относительности применительно к движущимся средам.

В Э. о. был также измерен ток поляризации $j_{\text{поляр}}$, входящий в выражение (2). Если одну из обкладок заземлить, а другую разделить дополнит. щелью на два полукольца, к к-рым подключить два разных полюса батареи, то при вращении диска диэлектрик будет половину оборота находиться в поле одного знака, а другую половину оборота — в поле противоположного знака. Такая схема опыта позволила скомпенсировать ток Рентгена и наблюдать ток поляризации, обусловленный изменением во времени поляризации вращающегося диска от $(+P)$ до $(-P)$.

Лит.: Тамм И. Е., Основы теории электричества, 10 изд., М., 1989; Беккер Р., Теория электричества, 2 изд., т. 2. Электронная теория, Л.—М., 1941; Франкфурт У. И., Специальная и общая теория относительности, М., 1968; Болотовский Б. М., Столяров С. Н., Поля источников излучения в движущихся средах, в кн.: Эйнштейновский сб. 1974—1979, М., 1983, с. 173; Меерович Э. А., Методы релятивистской электродинамики в электротехнике и электрофизике, М., 1987. *С. Н. Столяров.*

ЭКВИВАЛЕ́НТНАЯ ДО́ЗА — см. в ст. *Доза.*

ЭКВИВАЛЕ́НТНОСТИ ПРИ́НЦИП — аналогия между свободным движением тел, наблюдаемым в неинерциальной системе отсчёта, и движением тел в поле тяготения. Ускорение тела в обоих случаях не зависит от его массы и др. свойств, так что все тела при одинаковых нач. условиях движутся одинаковым образом. В этом смысле всякое гравитац. поле в малой области пространства эквивалентно нек-рой неинерциальной системе отсчёта. Э. п. сыграл фундам. эвристич. роль при создании общей *относительности теории* (см. также *Тяготение*).

Л. П. Питаевский.

ЭКЗОСФЕ́РА (сфера рассеяния) — внешний, наиб. разряжённый слой верх. атмосферы Земли (см. *Атмосфера верхняя*), в к-ром длины свободного пробега частиц так велики, что они могут диссипировать (рассеиваться) в межпланетное пространство, если их тепловая скорость превышает параболическую (вторую космическую) — $v_{\text{п}}$. Вблизи основания Э. $v_{\text{п}}\approx11$ км/с. Быстрее всего диссипируют атомы H и He; скорость диссипации увеличивается с ростом темп-ры. Рассеяние частиц компенсируется их поступлением в Э. снизу из термосферы.

В зависимости от абс. величин и направлений скоростей, приобретённых диссипирующими частицами при их последнем соударении с др. частицами, они могут двигаться по параболич., гиперболич. или эллиптич. траекториям. При движении по эллиптич. орбитам частицы возвращаются в Э., а при др. типах траекторий — уходят в космос. Ниж. граница Э. в период пониженной *солнечной активности* находится на высоте $\approx$450—500 км, а в период повышенной — до 750 км. Верх. граница Э. (т. н. геокорона) отстоит от Земли на неск. тысяч км (иногда геокороной наз. всю Э.).

Средняя плотность вблизи основания Э. $\sim 10^{-15}$—10^{-16} г/см^3, причём над освещённой Солнцем (дневной) стороной Земли она в неск. раз выше, чем над неосвещённой (ночной). Под действием космич. лучей, УФ- и рентг. излучения Солнца атм. газы в Э. ионизуются. У начала Э. отношение концентраций заряженных и нейтральных частиц близко к 1, а в верх. половине Э. газ почти полностью ионизован. Ионизованные частицы могут длительное время удерживаться магн. полем Земли, тогда как время нахождения внутри Э. нейтральных атомов H и He ограничено фотоионизацией. Нижняя и средняя части Э. в осн. состоят из атомов O, H и He; с увеличением высоты быстро растёт относит. концентрация лёгких газов. При низком уровне солнечной активности Э. выше 1500—2000 км почти полностью состоит из ионов H, а при высоком — из ионов He и H. В зависимости от уровня солнечной активности газокинетич. темп-ра Э. $\approx$1500—3000 K (чем выше активность, тем выше темп-ра); темп-ра слабо растёт с высотой.

Лит.: Атмосфера. Справочные данные, модели, [под ред. Ю. С. Седунова и др.], Л., 1991. *С. М. Шметер.*

ЭКЗОЭЛЕКТРО́ННАЯ ЭМИ́ССИЯ — испускание электронов холодной металлич. поверхностью при механич. воздействии на неё и растрескивании. Открыта нем. физиком И. Крамером (I. Kramer) в 40-х гг. 20 в. Одно из объяснений Э. э. состоит в том, что энергия, необходимая для вылета экзоэлектрона из металла, освобождается при переходе атома из слабо связанного состояния в более сильно связанное состояние на поверхности. Э. э. используется как показатель радиац. повреждений или радиац. облучения, а также при исследовании развития трещин в твёрдых телах, особенно по мере появления усталости, а также для изучения адсорбции и хим. реакций на поверхностях твёрдых тел.

Лит.: Рабинович Э., Экзоэлектроны, пер. с англ., «УФН», 1979, т. 127, в. 1, с. 163.

ЭКРАНИ́РОВАНИЕ ПО́ЛЯ ЗАРЯ́ДА — см. *Дебаевский радиус экранирования.*

ЭКСА... (от греч. héx — шесть, здесь — шестая степень тысячи) — приставка для образования наименований единиц, кратных 10^{18} исходных единиц. Обозначается Э, E; напр., 1 Эм $= 10^{18}$ м $\approx$ 100 световых лет.

ЭКСЕ́РГИЯ — термодинамич. ф-ция, определяющая работоспособность массы в поточной системе; макс. кол-во работы, к-рое может быть получено от поточной системы в обратимом переходе её из исходного состояния в состояние равновесия с окружающей средой, имеющей пост. темп-ру T_0, *энтальпию* H_0 и *энтропию* S_0 (при отсутствии др. источников теплоты, кроме окружающей среды). Э. является ф-цией состояния и определяется приращением энтальпии H и энтропии S; она равна

$$Э = (H - H_0) - T_0(S - S_0),$$

где $H - H_0$ и $S - S_0$ соответственно приращение энтальпии и энтропии.

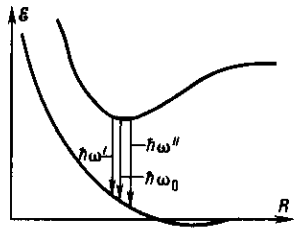
Для описания превращения подводимой к системе теплоты в работу иногда используют понятие Э. теплоты, $Э_Q$. Если в соответствующем термодинамич. цикле отвод теплоты Q происходит при темп-ре окружающей среды $T_0 = \text{const}$, то $Э_Q$ определяется как площадь цикла в $T-S$-диаграмме:

$$Э_Q = \int (1 - T_0/T)\delta Q.$$

Э. теплоты зависит от характера процесса подвода теплоты и, следовательно, не является ф-цией состояния.

Лит.: Исаев С. И., Курс химической термодинамики, М., 1975. *Д. Н. Зубарев.*

ЭКСИМЕ́РНЫЙ ЛА́ЗЕР — *газовый лазер*, работающий на электронных переходах эксимерных молекул (молекул, существующих только в электронно-возбуждённых состояниях). Зависимость потенц. энергии взаимодействия атомов эксимерной молекулы, находящейся в основном электронном состоянии, от межъядерного расстояния является монотонно спадающей ф-цией, что отвечает отталкиванию ядер. Для возбуждённого электронного состояния, являющегося верх. уровнем лазерного перехода, такая зависимость имеет минимум, определяющий возможность существования самой эксимерной молекулы (рис.). Время жизни возбуждённой эксимерной молекулы ограничено



Зависимость энергии δ эксимерной молекулы от расстояния R между составляющими её атомами X и Y; верхняя кривая — для верхнего лазерного уровня, нижняя кривая — для нижнего лазерного уровня. Значения $\hbar\omega_0$, $\hbar\omega'$ и $\hbar\omega''$ соответствуют центру линии усиления активной среды, её красной и фиолетовой границам.

временем её радиац. распада. Поскольку ниж. состояние лазерного перехода в Э. л. опустошается в результате разлёта атомов эксимерной молекулы, характерное время к-рого (10^{-13}—10^{-12} с) значительно меньше времени радиац. опустошения верх. состояния лазерного перехода, газ, содержащий эксимерные молекулы, является *активной средой* с усилением на переходах между возбуждёнными связанными и основным разлётным термами эксимерной молекулы.

Основу активной среды Э. л. составляют обычно двухатомные эксимерные молекулы — короткоживущие соединения атомов инертных газов друг с другом, с галогенами или с кислородом. Длина волны излучения Э. л. лежит в видимой или ближней УФ-области спектра. Ширина линии усиления лазерного перехода Э. л. аномально велика, что связано с разлётным характером нижнего терма перехода. Характерные значения параметров лазерных переходов для наиб. распространённых Э. л. представлены в таблице.

Параметры эксимерных лазеров

Эксимерная молекула	Длина волны в центре линии перехода, нм	Ширина линии усиления, нм
Ar_2	126,1	8
Kr_2	146,7	14
Xe_2	172,0	20
ArF (B—X)	193,3	7
KrCl (B—X)	222,0	7
KrF (B—X)	248,4	15
XeBr (B—X)	281,8	1,0
XeCl (B—X)	308,0	12
XeF (B—X)	351,1	25
XeF (C—A)	485	100
XeO	540	25,0
KrO	558	1,5
ArO	558	4,0

Оптимальные параметры активной среды Э. л. соответствуют оптимальным условиям образования эксимерных молекул. Наиб. благоприятные условия для образования димеров инертных газов R_2^* соответствуют диапазону давлений 10—30 атм, когда происходит интенсивное образование таких молекул при тройных столкновениях с участием возбуждённых атомов:

$$R^* + 2R \rightarrow R_2^* + R.$$

При столь высоких давлениях наиболее эфф. способ введения энергии накачки в активную среду лазера связан с пропусканием через газ пучка быстрых электронов, к-рые теряют энергию преим. на ионизацию атомов газа. Конвер-

сия атомных ионов в молекулярные

$$R^+ + 2R \rightarrow R_2^+ + R$$

и последующая диссоциативная рекомбинация молекулярных ионов

$$R_2^+ + e \rightarrow R + R^*,$$

сопровождающаяся образованием возбуждённых атомов инертного газа, обеспечивают возможность эфф. преобразования энергии пучка быстрых электронов в энергию эксимерных молекул R_2^*. Лазеры на димерах инертных газов характеризуются кпд $\sim 1\%$. Осн. недостатком лазеров данного типа является чрезвычайно высокое значение уд. порогового энерговклада, что связано с малой длиной волны лазерного перехода и значит. шириной линии усиления. Это накладывает высокие требования на характеристики электронного пучка, используемого в качестве источника накачки лазера, и ограничивает значения выходной энергии лазерного излучения на уровне долей Дж (в импульсе) при частоте повторения импульсов не выше неск. Гц. Дальнейшее увеличение выходных характеристик лазеров на димерах инертных газов зависит от развития техники электронных ускорителей с длительностью импульса электронного пучка порядка десятков нс и энергией пучка $\sim$кДж.

Существенно более высокими выходными характеристиками отличаются Э. л. на моногалогенидах инертных газов RX^*, где X — атом галогена. Молекулы этого типа эффективно образуются при парных соударениях, напр.

$$R^* + X_2 \rightarrow RX^* + X$$

или

$$R_2^+ + X^- \rightarrow RX^* + R.$$

Указанные процессы протекают с достаточной интенсивностью уже при давлениях порядка атмосферного, поэтому проблема введения энергии в активную среду таких лазеров оказывается технически значительно менее сложной, чем в случае лазеров на димерах инертных газов. Активная среда Э. л. на моногалогенидах инертных газов состоит из одного или неск. инертных газов при давлении порядка атмосферного и нек-рого кол-ва ($\sim 10^{-2}$ атм) галогеносодержащих молекул. Для возбуждения лазера применяется либо пучок быстрых электронов, либо импульсный электрич. разряд. При использовании пучка быстрых электронов выходная энергия лазерного излучения достигает значений $\sim 10^3$ Дж при кпд на уровне неск. процентов и частоте повторения импульсов значительно ниже 1 Гц. В случае использования электрич. разряда выходная энергия лазерного излучения в импульсе не превышает долей Дж, что связано с трудностью формирования однородного по объёму разряда в значит. объёме при атм. давлении за время ~ 10 нс. Однако при применении электрич. разряда достигается высокая частота повторения импульсов (до неск. кГц), что открывает возможности широкого практич. использования лазеров данного типа. Наиб. широкое распространение среди Э. л. получил лазер на XeCl, что связано с относительной простотой реализации работы в режиме высокой частоты повторения импульсов. Ср. выходная мощность этого лазера достигает уровня 1 кВт.

Наряду с высокими энергетич. характеристиками важной привлекательной особенностью Э. л. является чрезвычайно высокое значение ширины линии усиления активного перехода (табл.). Это открывает возможность создания мощных лазеров УФ- и видимого диапазонов с плавной перестройкой длины волны в достаточно широкой области спектра. Указанная задача решается с помощью инжекционной схемы возбуждения лазера, включающей в себя маломощный генератор лазерного излучения с длиной волны, перестраиваемой в пределах ширины линии усиления активной среды Э. л., и широкополосный усилитель. Эта схема позволяет получить лазерное излучение с шириной линии $\sim 10^{-3}$ нм, перестраиваемое по длине волны в диапазоне шириной ~ 10 нм и более.

Э. л. широко используются благодаря своим высоким энергетич. характеристикам, малой длине волны и возможности её плавной перестройки в довольно широком диапазоне. Мощные моноимпульсные Э. л., возбуждаемые электронными пучками, применяются в установках по исследованию лазерного нагрева мишеней с целью осуществления термоядерных реакций (напр., KrF-лазер с $\lambda = 251$ нм, выходной энергией в импульсе до 100 кДж, длительностью импульса ~ 1 нс). Лазеры с высокой частотой повторения импульсов, возбуждаемые импульсным газовым разрядом, используются в технол. целях при обработке изделий микроэлектроники, в медицине, в экспериментах по лазерному разделению изотопов, при зондировании атмосферы в целях контроля её загрязнения, в фотохимии и в эксперим. физике в качестве интенсивного источника монохроматич. излучения УФ- или видимого диапазона.

Лит.: Эксимерные лазеры, под ред. Ч. Роудза, пер. с англ., М., 1981; Елецкий А. В., Смирнов Б. М., Физические процессы в газовых лазерах, М., 1985.

А. В. Елецкий.

ЭКСИТО́Н (от лат. excito — возбуждать) — мигрирующее в кристалле электронное возбуждение, не связанное с переносом электрич. заряда и массы. Представление об Э. введено в 1931 Я. И. Френкелем для объяснения отсутствия фотопроводимости нек-рых кристаллов: при поглощении света поглощённая энергия расходуется не на создание носителей заряда, а на образование Э. (см. *Френкеля экситон*). Френкель теоретически обосновал возможность перехода одного из атомов (или молекул) кристалла в возбуждённое состояние и последовательную передачу этого возбуждения от одного атома к другому, т. е. перенос квантового возбуждения на макроскопич. расстояния.

В 1937—38 Дж. Ванье (G. Wannier) и Н. Мотт (N. Mott) ввели представление об Э. как о перемещающихся по кристаллу связанных состояниях электрона и дырки, к-рые могут находиться на разл. узлах кристаллич. решётки (Э. б о л ь ш о г о р а д и у с а), экситон Френкеля можно представить как предельный случай, когда связанные электрон и дырка сидят на одном и том же узле (Э. м а л о г о р а д и у с а). *Ванье — Мотта экситон* чаще всего наблюдается в полупроводниках и диэлектриках. В *молекулярных кристаллах*, в к-рых силы взаимодействия между отд. молекулами значительно меньше взаимодействия между атомами и электронами внутри молекулы, Э. представляет собой элементарное возбуждение электронной системы отд. молекулы, к-рое распространяется по кристаллу в виде волны. *Молекулярные экситоны* определяют спектр поглощения и излучения молекулярных кристаллов.

Экситон Ванье — Мотта представляет собой водородоподобное связанное состояние электрона и дырки. Энергии связи $\mathscr{E}$ и эфф. радиусы a экситона Ванье — Мотта можно оценить по ф-лам Бора для атома водорода. Учитывая, что эфф. массы электрона $m_э$ и дырки $m_д$ отличаются от массы свободного электрона m_0 и что кулоновское взаимодействие электрона и дырки в кристалле ослаблено в ε^2 раз наличием *диэлектрической проницаемости* среды ε, эти ф-лы можно представить в виде

$$\mathscr{E} = \frac{me^4}{2\varepsilon^2\hbar^2} = \frac{m}{m_0\varepsilon^2} \cdot 13{,}6 \text{ эВ}; \quad a = \frac{\varepsilon\hbar^2}{me^2} = \frac{\varepsilon m_0}{m} \cdot 0{,}5 \cdot 10^{-8} \text{ см}. \quad (1)$$

Здесь e — заряд электрона, $m = m_э m_д/(m_э + m_д)$ — эфф. масса Э.

Ф-лы (1) следует рассматривать как оценочные, т. к. они не учитывают таких факторов, как, напр., влияние сложной зонной структуры кристалла (см. *Зонная теория*), взаимодействие электронов и дырок с фононами и др. Для полупроводников типа Ge и Si и групп $A^{III}B^V$, $A^{II}B^{VI}$ (см. *Полупроводниковые материалы*) типичны значения $m = 0{,}1\, m_0$, $\varepsilon \sim 10$, что приводит к значениям $\mathscr{E} \sim 10^{-2}$ эВ, $a \sim 10^{-6}$ см. Т. о., энергии связи Э. в полупроводниках много меньше характерных атомных энергий, а их радиусы много больше межатомных расстояний в кристалле. Большие значения a означают, что экситон Ванье — Мотта по существу есть макроскопич. образование в кристалле, и структура кристалла лишь определяет параметры ε и m.

Поэтому экситон Ванье — Мотта можно рассматривать как квазиатом, движущийся в вакууме (см. *Квазичастица*). Искажение структуры кристалла присутствием Э. или даже большого числа Э. пренебрежимо мало.

Э. отчётливо проявляются в спектрах оптич. поглощения полупроводников в виде узких линий, сдвинутых на величину $\mathscr{E}$ от края сплошного поглощения в сторону меньших энергий фотона (экситонный резонанс). Экспериментально водородоподобная структура энергетич. спектра экситона Ванье — Мотта $\mathscr{E}_n = \mathscr{E}/n^2$ (исключая уровень $n=1$), впервые наблюдавшаяся Е. Ф. Гроссом в 1952 при исследовании спектра поглощения закиси меди Cu_2O (рис. 1), получена в дальнейшем для целого ряда

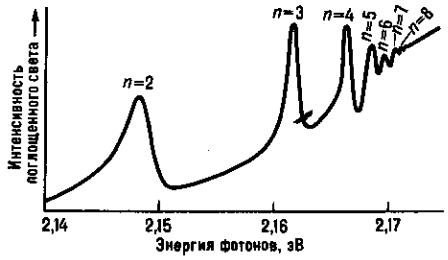


Рис. 1. Спектр поглощения кристаллической закиси меди; пики соответствуют энергетическим уровням экситонов, возникающих при поглощении фотонов резонансной энергии.

полупроводников. Э. проявляют себя также в спектрах *люминесценции* (рис. 2).

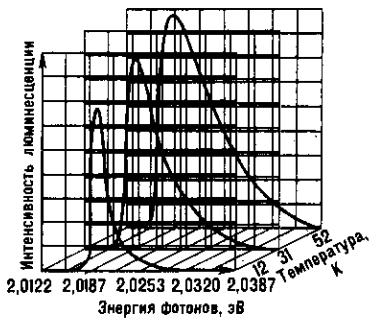


Рис. 2. Спектр люминесценции оксида меди; экситоны рекомбинируют из основного состояния; энергия рекомбинации равна сумме энергии основного состояния и кинетической энергии экситонов. Ширина спектра уменьшается при понижении температуры.

Э. имеют конечное время жизни: электрон и дырка, составляющие Э., могут рекомбинировать с излучением фотона, Э. также может рекомбинировать безызлучательно при столкновении с *дефектами* кристаллич. решётки. На рис. 3 показан спектр экситонного излучения кристалла Ge при темп-ре 4,2 К, соответствующий распаду Э. с испусканием продольных и поперечных оптических (*LO*, *TO*) и акустических (*LA*, *TA*) фононов (см. *Колебания кристаллической решётки*).

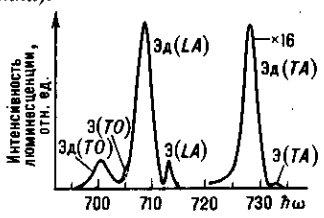


Рис. 3. Спектр люминесценции кристалла Ge при 4,2 К; Э — экситонные линии, Эд — линии электронно-дырочной жидкости ($\hbar\omega$ в МэВ).

Форма полос люминесценции определяется тепловым движением Э. и отражает распределение их по энергиям, к-рое хорошо соответствует распределению частиц по энергиям в идеальном *ферми-газе* (см. *Ферми — Дирака распределение*). На этом основании совокупность Э. можно рассматривать как идеальный газ, пока их концентрация невелика, и можно пренебречь их взаимодействием. Э. диффундируют в кристалле, но коэф. диффузии D для экситонного газа много больше, чем для атомарного газа. В оксиде меди при 1,2 К $D = 10^3$ см$^2 \cdot$с (для водорода в воздухе 0,2 см$^2 \cdot$с).

«Сжижение» экситонного газа. При больших концентрациях Э. и понижении темп-ры становится существенным их взаимодействие и возникает ряд новых явлений. При достижении нек-рой концентрации Э. (зависящей от темп-ры T) взаимодействие электронов и дырок приводит к «сжижению» экситонного газа и образованию относительно плотной электронно-дырочной фазы — *электронно-дырочной жидкости*.

Для электронно-дырочной жидкости характерно наличие определ. равновесной плотности $\rho_ж(T)$ и устойчивой резкой границы, отделяющей её от газовой фазы Э. с плотностью $\rho_г(T) \ll \rho_ж(T)$. В отличие от обычной электронно-дырочной плазмы (см. *Плазма твёрдых тел*) или экситонного газа, электронно-дырочная жидкость не расплывается по всему образцу, а занимает лишь ограниченный объём.

Существование электронно-дырочной жидкости было предсказано в 1968 Л. В. Келдышем, её эксперим. исследование началось в СССР в 1969. Переход газ — жидкость является фазовым переходом первого рода и характеризуется наличием критич. концентрации носителей, как свободных, так и связанных в Э., и критич. темп-ры $T_к$. В условиях, когда возбуждённых носителей заряда в полупроводнике не хватает для заполнения всего образца жидкостью, электронно-дырочная жидкость существует в виде капель, форма к-рых благодаря поверхностному натяжению близка к сферической. Электронно-дырочная жидкость может течь по кристаллу, её капли легко ускоряются внеш. воздействиями. При приложении давления удаётся доводить размер капель электронно-дырочной жидкости до 0,1—1 мм и достичь рекордных времён жизни капель (~1 мс в Ge, ~1 мкс в Si).

Экситонные комплексы. При больших концентрациях n Э. ($na^3 \sim 1$), когда становится существенным их взаимодействие, кроме образования электронно-дырочной жидкости в полупроводниках могут образовываться свободные многочастичные комплексы, более сложные, чем Э.,— нейтральные экситонные молекулы (*биэкситоны*) и экситонные ионы (связанное состояние Э. и дырки или электрона). Однако энергия диссоциации биэкситона (наиб. стабильного из этих комплексов) существенно меньше, чем энергия связи Э., в отличие от молекулы водорода, у к-рой энергия диссоциации порядка энергии связи атома водорода. Это обусловлено тем, что эфф. массы электронов и дырок в полупроводниках одного порядка. Существование биэкситонов обнаруживается по возникновению новой линии люминесценции, сдвинутой в сторону меньших энергий, чем у Э., на величину, равную энергии связи биэкситонов. Широкий максимум при самых низких темп-рах свидетельствует об образовании электронно-дырочной жидкости (рис. 4).

При низких темп-рах Э. в полупроводниках легко связываются с атомом примеси, образуя связанные комплексы, к-рые также проявляются в спектре люминесценции. В *многодолинных полупроводниках*, к-рые характеризуются наличием неск. экстремумов в зоне проводимости и в валентной зоне, образуются многочастичные экситонно-примесные комплексы — связанное состояние неск. Э. на одном примесном атоме. В непрямозонных полупроводниках (Ge, Si) возможно связывание на одном примесном центре до 4 Э. Причиной устойчивости многочастичных экситонно-примесных комплексов в непрямозонных полупроводниках (Ge, Si) является высокая степень вырождения зон.

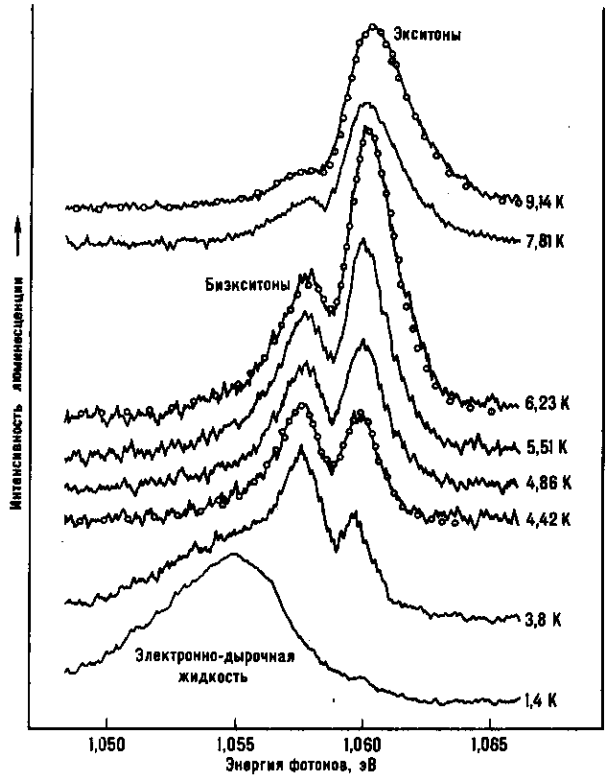


Рис. 4. Спектры люминесценции экситонов, биэкситонов и электронно-дырочной жидкости.

Многочастичные экситонно-примесные комплексы могут служить центрами конденсации электронно-дырочной жидкости. Система неравновесных электронов и дырок в полупроводнике при низких темп-рах и достаточно малых концентрациях является диэлектрической благодаря образованию Э. и биэкситонов. С ростом плотности носителей заряда из-за экранирования кулоновского взаимодействия экситонный газ должен металлизоваться. При этом *переход металл — диэлектрик* происходит в том же диапазоне концентраций, что и переход экситонный газ — электронно-дырочная жидкость ($na^3 \sim 1$).

При учёте взаимодействия Э. с фотонами в области частот фотонов $\omega = \mathscr{E}/\hbar$ нельзя рассматривать раздельно Э. и фотоны — в этой области возникают новые квазичастицы в виде смешанных экситон-фотонных состояний — экситонные поляритоны. Их свойства, напр. закон дисперсии, существенно отличаются от свойств как Э., так и фотонов. Возникновение поляритонов существенно при анализе оптич. спектров в области экситонных полос и др. (см. *Поляритон*).

Экситоны в двумерных и одномерных системах. В полупроводниковых *гетероструктурах* наличие дополнит. разности потенциалов, вызванной разностью работ выхода в полупроводниках, составляющих гетероструктуру, приводит к тому, что движение носителей в них становится анизотропным, практически двумерным. В 3-м направлении, перпендикулярном слоям, создаётся потенц. барьер. Э. в таких полупроводниковых гетероструктурах (*квантовых ямах*) и *сверхрешётках* характеризуются существенно бо́льшими энергиями связи $\mathscr{E}_{2d}$ и меньшими боровскими радиусами a_{2d}, чем у массивных полупроводников:

$$\mathscr{E}_{2d} = 4\mathscr{E}, \quad a_{2d} = \frac{a}{2}. \qquad (2)$$

Это позволяет наблюдать линии излучения и поглощения света свободными Э. в квантовых ямах, напр.: $Al_xGa_{1-x}As - GaAs - Al_xGa_{1-x}As$ при комнатной темп-ре.

Пространственное ограничение волновых ф-ций носителей заряда размерами слоя (квантовой ямы GaAs) для толщин слоёв $\leqslant a$ играет гл. роль в процессах излучения и поглощения. Др. фактором, влияющим на спектры излучения и поглощения в гетероструктурах, является наличие резких границ раздела. Ширина линий излучения Э. коррелирует с совершенством поверхностей раздела — чем совершеннее поверхность раздела, тем уже линия.

Пространственное ограничение волновых ф-ций носителей оказывает влияние на электрооптич. явления в квантовых ямах и сверхрешётках. *Штарка эффект* здесь существенно отличается от эффекта Штарка в атомах и массивных полупроводниках. Экситонный резонанс для электрич. полей, перпендикулярных слоям гетероструктур, наблюдается, даже если штарковский сдвиг существенно больше, чем энергия связи Э. в отсутствие электрич. поля. Так, для гетероструктур $GaAs - Al_xGa_{1-x}As$ экситонный резонанс наблюдается в электрич. полях $E \geqslant 10^5$ В/см. Наличие экситонного резонанса в столь высоких электрич. полях объясняется тем, что при диссоциации Э. электрич. полем стенки квантовых ям препятствуют уходу носителей из квантовых ям. Малая ширина квантовых ям (~ 100 Å) по сравнению с радиусом Э. в массивном полупроводнике a (~ 300 Å в GaAs) приводит к тому, что электронно-дырочное взаимодействие, хотя и ослабляется сильным электрич. полем (электрон и дырка локализованы вблизи противоположных стенок ямы), однако остаётся достаточно сильным.

Наличие большого (~ 10 мэВ) штарковского сдвига Э. в сверхрешётках $GaAs - Al_xGa_{1-x}As$ в электрич полях $\sim 10^5$ В/см при комнатной темп-ре может использоваться в быстродействующих оптич. модуляторах.

В тонких плёнках полупроводников и *полуметаллов* кулоновское взаимодействие между зарядами возрастает с уменьшением толщины плёнки d. Это связано с тем, что заметную роль начинает играть поле, создаваемое этими зарядами в окружающей плёнку среде. Если диэлектрич. проницаемость этой среды много меньше диэлектрич. проницаемости плёнки ε, то взаимодействие оказывается значительно бо́льшим, чем в однородной среде с этой же диэлектрич. проницаемостью. При этом энергия связи Э. возрастает, а его радиус падает при уменьшении толщины плёнки.

Если полупроводниковая или полуметаллич. плёнка окружена слоями диэлектрика с диэлектрич. проницаемостями ε_1 и ε_2, то при условии $\delta = (\varepsilon_1 + \varepsilon_2)/2\varepsilon \ll 1$ и $d \ll a$ кулоновское взаимодействие электрона и дырки, расположенных внутри плёнки в точках (r, z) и $(0, z')$ (r — радиус-вектор в плоскости плёнки), не зависит от z и z'. Потенциал этого взаимодействия имеет вид

$$V(r) = -\frac{\pi e^2}{\varepsilon d}\left[H_0\left(\frac{2\delta r}{d}\right) - N_0\left(\frac{2\delta r}{d}\right)\right]. \qquad (3)$$

Здесь $H_0(x)$, $N_0(x)$ — ф-ции Струве и Неймана (см. *Специальные функции*) ($x = 2\delta r/d$). Для плёнок, удовлетворяющих условиям

$$\delta^2 a \ll d \ll a, \qquad (4)$$

эфф. радиусы основного и первых возбуждённых состояний Э. попадают в область расстояний, где потенциал кулоновского взаимодействия

$$V(r) = -\frac{2e^2}{\varepsilon d}\left(\ln\frac{d}{\delta r} - C\right). \qquad (5)$$

Здесь $C = 0{,}577$, а энергия связи $\mathscr{E}_{пл}$ и эфф. радиус $a_{пл}$ Э. в плёнке равны

$$\mathscr{E}_{пл} = \frac{e^2}{\varepsilon d}\left(\ln\frac{4d}{\delta^2 a} - 2C - \beta\right), \quad a_{пл} = \frac{1}{2}\sqrt{\pi a d}, \qquad (6)$$

где $\beta \approx 1{,}05$.

Ещё большее возрастание кулоновского взаимодействия между электронами и дырками происходит в тонких полу-

проводниковых и полуметаллич. нитях с диэлектрич. проницаемостью ε при уменьшении их радиуса ρ, если они окружены диэлектриком с др. диэлектрич. проницаемостью ε_1. Для нитей, удовлетворяющих условиям

$$\alpha=\frac{\varepsilon}{\varepsilon_1}\gg 1;\quad \frac{a}{(\alpha\ln\alpha)^{3/2}}\ll\rho\ll a, \qquad (7)$$

эфф. радиусы основного и первых возбуждённых состояний Э. попадают в область расстояний, где кулоновское взаимодействие электрона и дырки, расположенных на оси нити в точках $z=0$ и z (ось z совпадает с осью нити), определяется соотношением

$$V(z)=-\frac{e^2}{\varepsilon\rho}\sqrt{\frac{\alpha\ln\alpha}{2}}\left[1-\frac{|z|}{\rho}\sqrt{\frac{2}{\alpha\ln\alpha}}\right]. \qquad (8)$$

При этом энергия связи $\mathscr{E}_н$ и эфф. радиус $a_н$ одномерного Э. в нити равны

$$\mathscr{E}_н=-\frac{e^2}{\varepsilon\rho}\sqrt{\frac{\alpha\ln\alpha}{2}}-\lambda\frac{\hbar^2}{2ma_н^2},\quad a_н=\left(\frac{\rho^2 a}{2}\right)^{1/3},\quad \lambda=-1{,}019.$$

Для любых двумерных или одномерных систем, состоящих из N электронно-дырочных пар, взаимодействие между к-рыми имеет вид (5) или (8), энергия основного состояния порядка $N\mathscr{E}_{пп}$ или $N\mathscr{E}_н$. Поэтому отличие между Э., биэкситонами и электронно-дырочной жидкостью в таких системах мало́ по сравнению с их энергией.

Отсутствие тяжёлых частиц (типа ионов в твёрдом теле) и связанной с ними кристаллизации, возможность в широких пределах менять все осн. параметры, сравнительно лёгкая достижимость экстремальных плотностей n и темп-р T ($n\sim n_к$, $T\sim T_к$) и сверхсильных магн. полей H ($\hbar\omega_c\sim\mathscr{E}$, $\omega_c\sim eH/mc$), а также возможность непосредственно по спектрам люминесценции получать энергетич. спектр Э. делают систему Э. полезной моделью для эксперим. и теоретич. исследования электронной квантовой жидкости. Э. состоит из двух *фермионов*, поэтому при малых концентрациях, $na^3\ll 1$, его можно рассматривать как *бозон*. Это означает, что в принципе возможна бозе-конденсация Э. (либо биэкситонов), приводящая к существованию в кристалле потоков энергии, не затухающих в течение времени жизни Э. Однако это явление пока не наблюдалось.

Лит.: Гросс Е., Экситон и его движение в кристаллической решётке, «УФН», 1962, т. 76, с. 433; Нокс Р., Теория экситонов, пер. с англ., М., 1966; Агранович В. М., Теория экситонов, М., 1968; Давыдов А. С., Теория молекулярных экситонов, М., 1968; Келдыш Л. В., Электронно-дырочные капли в полупроводниках, «УФН», 1970, т. 100, с. 514; его же, Кулоновское взаимодействие в тонких пленках полупроводников и полуметаллов, «Письма в ЖЭТФ», 1979, т. 29, с. 716; Электронно-дырочная жидкость в полупроводниках, пер. с англ., М., 1980; Бабиченко В. С., Келдыш Л. В., Силин А. П., Кулоновское взаимодействие в тонких полупроводниковых и полуметаллических нитях, «ФТТ», 1980, т. 22, с. 1238; Кулаковский В. Д., Пикус Г. Е., Тимофеев В. Б., Многоэкситонные комплексы в полупроводниках, «УФН», 1981, т. 135, с. 237; Силин А. П., Полупроводниковые сверхрешетки, «УФН», 1985, т. 147, с. 485; Электронно-дырочные капли в полупроводниках, под ред. К. Д. Джеффриса, Л. В. Келдыша, М., 1988.

А. П. Силин.

ЭКСИТО́ННАЯ ЖИ́ДКОСТЬ — см. в ст. *Электронно-дырочная жидкость.*

ЭКСИТО́ННЫЙ ДИЭЛЕ́КТРИК — полупроводниковое состояние, обусловленное существованием когерентного спаривания электрон — дырка (см. *Экситон*). Существует критич. темп-ра, выше к-рой это когерентное состояние исчезает посредством фазового перехода. При этом исходная система почти невзаимодействующих *блоховских электронов* может соответствовать либо металлу с частично заполненной зоной, либо полуметаллу с перекрывающимися зонами, либо полупроводнику с полностью заполненной валентной зоной и пустой зоной проводимости.

В 1-м случае имеется одна *ферми-поверхность* электронов, во 2-м — поверхности Ферми электронов и дырок с равными концентрациями, в 3-м — поверхности Ферми отсутствуют. В последнем случае фазовый переход в состояние Э. д. возможен, когда ширина запрещённой зоны меньше энергии связи пары электрон — дырка (экситона). Тип проводимости при таком фазовом переходе не меняется.

Для металла с большой шириной разрешённой зоны W и большой *ферми-энергией* $\mathscr{E}_Ф$ фазовый переход в Э. д. возможен даже при слабом межэлектронном взаимодействии $U\ll W$, $\mathscr{E}_Ф$, если только поверхность Ферми обладает особой формой, т. е. имеется нестинг поверхности Ферми. Это свойство соответствует наличию конгруэнтных участков поверхности Ферми (вкладывающихся друг в друга при смещении в пространстве квазиимпульсов на нек-рый вектор $\boldsymbol{Q}$). В этом случае в когерентном состоянии спариваются электроны над конгруэнтным участком поверхности Ферми с дыркой, состояние к-рой отстоит на вектор $\boldsymbol{Q}$ непосредственно под поверхностью Ферми. В противоположном пределе $U\gg W$ сильного взаимодействия (см. *Хаббарда модель*) имеет место качественное, а часто даже и количественное совпадение со случаем $U\ll W$. Поэтому результаты для $U\ll W$ качественно справедливы и при произвольном соотношении между U и W.

Для полуметалла с большим перекрытием зон и слабым взаимодействием $U\ll\mathscr{E}_Ф$ необходимым условием реализации Э. д. служит относительная конгруэнтность (нестинг) поверхностей Ферми электронов и дырок. При уменьшении перекрытия зон (уменьшение $\mathscr{E}_Ф$) темп-ра фазового перехода увеличивается, проходя через максимум вблизи области касания зон, и обращается в нуль, когда ширина запрещённой зоны превышает энергию связи изолированного экситона.

Формальное описание состояния Э. д. при $U\ll\mathscr{E}_Ф$, W и при выполнении условия конгруэнтности поверхностей Ферми оказывается подобным описанию сверхпроводимости в *Бардина — Купера — Шриффера модели*. Только вместо бозе-конденсата куперовских пар из двух электронов с удвоенным электронным зарядом имеется конденсат пар электрон — дырка с нулевым суммарным зарядом. Это и обеспечивает полупроводниковые электрич. свойства вместо сверхпроводящих.

На основе модели Э. д. удаётся описать как полупроводниковое поведение большого числа кристаллич. систем, к-рые с точки зрения зонной теории невзаимодействующих электронов должны быть металлами, так и фазовые переходы многих полупроводников в металлич. состояние при изменении внеш. воздействий (темп-ры, давления, магн. и электрич. полей, хим. состава соединений). В полупроводниках же, являющихся таковыми и с зонной точки зрения, когерентное спаривание электронов и дырок тем не менее может служить причиной их полупроводникового поведения, поскольку кристаллич. или магн. структуры этих веществ сами являются следствием такого спаривания (см. ниже).

Многие фазовые переходы полупроводник — металл сопровождаются изменением симметрии кристаллич. решётки или изменением магн. симметрии (напр., полупроводниковое состояние часто оказывается антиферромагнитным). Эти явления находят естеств. объяснение в рамках модели Э. д., поскольку образование осн. состояния системы за счёт конденсата пар электрон — дырка соответствует суперпозиции блоховских ф-ций из электронных и дырочных зон (в отличие от суперпозиции блоховского состояния с его комплексно-сопряжённым в пределах одной зоны в случае сверхпроводимости).

Это отличие приводит к следующим дополнит. степеням свободы при спаривании электронов и дырок: 1) спиновая; 2) относительная разность фаз блоховских ф-ций электронов и дырок; 3) различная симметрия блоховских ф-ций в разных зонах.

1) Спиновая структура пары синглетного и триплетного типов соответствует близким по энергии состояниям, поскольку для электрона и дырки нет запрета Паули, в отличие от сверхпроводящей пары из двух электронов. Какая из этих спиновых структур реализуется в том или ином веществе, зависит от соотношения между кулоновским и электрон-фононным взаимодействием.

В случае синглетной пары полупроводниковое состояние является немагнитным и характеризуется дополнит. пространственной модуляцией заряда электронов. Эта модуляция приводит либо к смещению ионов (и, следовательно, к изменению симметрии кристалла), либо к индуцированию макроскопич. дипольного электрич. момента и связанному с ним сегнетоэлектрич. упорядочению.

При триплетной спиновой структуре реализуется антиферромагн. состояние, обусловленное пространственной модуляцией плотности спина без модуляции заряда. Возможно также и сосуществование синглетного и триплетного спариваний, т. е. одноврем. модуляции плотности заряда и спина. В этом случае возникает ферромагн. спиновое упорядочение.

2) Относительная разность фаз блоховских ф-ций электронов и дырок в волновой ф-ции конденсата пар существенно влияет на физ. свойства, в то время как в случае сверхпроводящего конденсата физ. свойства (наличие электрич. тока) определяются только градиентом соответствующей фазы. Величина фазы электронно-дырочного конденсата определяется взаимодействием, не сохраняющим число электронов (дырок) в каждой зоне. Именно из-за фиксации фазы электронно-дырочный конденсат не является «сверхтекучим». «Сверхтекучесть» же возможна только тогда, когда конденсат образуется из возбуждённых (напр., светом) электронов и дырок (см. *Электронно-дырочная жидкость*).

Если при нулевой относительной разности фаз (подразумевавшейся выше) и при синглетной спиновой структуре возникает сегнетоэлектрич. упорядочение в полупроводниковом состоянии, то при относительной разности фаз, равной π, возникает состояние со спонтанным неоднородным током, замыкающимся на масштабе элементарной ячейки кристалла и приводящим к возникновению тороидного момента (см. *Анаполь*) ячейки и кристалла вцелом вместо электрич. дипольного момента в случае сегнетоэлектрика. В случае сильного взаимодействия $U \gg W$, $\mathscr{E}_\Phi$ аналогичное состояние известно как фаза с потоком (flux phase).

По магн. структуре такое состояние соответствует орбитальному (неспиновому) антиферромагнетизму коллективизированных (блоховских) электронов. Его отличит. особенностью является диамагн. отклик на внеш. магн. поле, к-рый для сильно неоднородных систем может быть аномально большим (сверхдиамагнетизм).

Роль термодинамически сопряжённого поля к такому состоянию играет внеш. однородный электрич. ток, отклик на к-рый расходится в точке фазового перехода — аналогично тому, как в случае сегнетоэлектрика расходится отклик на однородное электрич. поле, а в случае ферромагнетика — на однородное магн. поле. Кроме того, состояние орбитального антиферромагнетика обладает магнитоэлектрич. свойствами, т. е. в нём возникает электрич. поляризация при воздействии внеш. магн. поля и намагниченность — при воздействии внеш. электрич. поля. Состояние орбитального антиферромагнетика (тороидное состояние) допускается в 31 магн. классе из 58 классов, допускающих магнитоэлектричество.

Отличит. особенностью такого состояния является отсутствие симметрии электронного спектра $\mathscr{E}(\boldsymbol{k}, \sigma)$ как ф-ции квазиимпульса для спина σ. В неравновесных условиях (напр., при освещении) это свойство спектра приводит к фотогальванич. эффекту.

При триплетной спиновой структуре и относительной разности фаз, равной π, возникает полупроводниковое состояние со спонтанными токами спина, замыкающимися на масштабе элементарной ячейки.

3) Разл. симметрия блоховских ф-ций в разных зонах приводит к тому, что при заданной спиновой структуре и относительной разности фаз появляются разл. упорядоченные состояния. Так, рассмотренное выше состояние с тороидным моментом (орбитальный антиферромагнетизм) имеет место при противоположной относительно пространственной инверсии симметрии блоховских ф-ций в зоне проводимости и в валентной зоне.

Для такого же синглетного спаривания с той же разностью фаз, равной π, но при одинаковой симметрии относительно инверсии полупроводниковое состояние соответствует ферромагн. упорядочению.

Т. о., при фазовом переходе в состояние Э. д. кроме изменения типа проводимости от металлич. к полупроводниковому могут возникать разл. упорядоченные состояния, вид к-рых зависит как от преобладания того или иного типа межэлектронного взаимодействия, так и от симметрии блоховских волновых ф-ций. Если фазовый переход в состояние Э. д. происходит из полупроводникового же состояния, то именно появление к.-л. упорядочения однозначно характеризует фазовый переход.

Аналогичная ситуация имеется и в случае, когда из-за неполного нестинга поверхностей Ферми образование конденсата пар электрон — дырка происходит лишь на части поверхности Ферми (частичная диэлектризация). Тогда при переходе в упорядоченное состояние в системе остаётся металлич. тип проводимости.

Лит.: Келдыш Л. В., Копаев Ю. В., Возможная неустойчивость полуметаллического состояния относительно кулоновского взаимодействия, «ФТТ», 1964, т. 6, с. 2791. *Ю. В. Копаев.*

ЭКСКЛЮ́ЗИЯ (от лат. exclusio — исключение) — обеднение объёма полупроводника (или его части) свободными носителями заряда под влиянием их дрейфа во внеш. электрич. поле. Э. происходит в области, прилегающей к потенц. барьеру (напр., контакт металл — полупроводник, p—n-переход или поверхность, см. *Запорный слой*), к-рый ограничивает поток носителей, втекающих через него. Если носители вытекают из области, прилегающей к барьеру, с высокой скоростью благодаря дрейфу во внеш. поле, то область обедняется носителями, причём тем сильнее, чем выше скорость дрейфа. С ростом внеш. поля протяжённость области Э. увеличивается. При протекании тока в полупроводнике с биполярной проводимостью область Э. может одновременно обедняться носителями заряда обоих знаков вследствие максвелловской релаксации нескомпенсированного заряда свободных носителей. Размер этой области близок к длине амбиполярного дрейфа.

Б. И. Фукс.

ЭКСПОЗИЦИО́ННАЯ ДО́ЗА — см. в ст. *Доза.*

ЭКСПОЗИ́ЦИЯ (количество освещения, световая экспозиция) — поверхностная плотность световой энергии: отношение световой энергии dQ, падающей на элемент поверхности dA, к площади этого элемента. Эквивалентное определение — произведение освещённости E на длительность освещения: $H = dQ/dA = \int E dt$. Э. выражают в лк · с. Понятие Э. удобно применять, если результат воздействия излучения накапливается во времени (напр., в фотографии). В системе *энергетических фотометрических величин* аналогичная величина наз. *энергетической экспозицией.*

Д. Н. Лазарев.

ЭКСТИ́НКЦИЯ (от лат. exstinctio — гашение) — ослабление пучка света при его распространении в веществе за счёт *поглощения света* и *рассеяния света*. В общем случае ослабление пучка с начальной интенсивностью I_0 может быть рассчитано по *Бугера — Ламберта — Бера закону*: $I = I_0 \exp(-\beta l)$, где l — толщина поглощающего вещества, $\beta = \alpha + \rho$ — показатель Э. (*ослабления показатель*), равный сумме *поглощения показателя* α и *рассеяния света показателя* ρ. Показатель Э. имеет размерность обратной длины ($м^{-1}$, $см^{-1}$). Безразмерный коэф. Э. равен сумме *поглощения коэффициента* и *рассеяния света коэффициента* среды. Показатели и коэф. Э. различны для разных длин волн света.

Л. Н. Капорский.

ЭКСТРА́КЦИЯ НОСИ́ТЕЛЕЙ ЗАРЯ́ДА (от лат. extractio — извлечение) — обеднение полупроводника (диэлектрика) носителями заряда благодаря их вытягиванию в контакт с металлом или др. полупроводником. Э. н. з. — явление, противоположное *инжекции носителей заряда.* Э. н. з. происходит, когда внеш. электрич. поле совпадает по направлению с полем приконтактного потенциального барьера, что приводит к увеличению его высоты и преоблада-

нию в области барьера дрейфовых потоков над диффузионными (см. *Контактные явления в полупроводниках*). Основные закономерности Э. н. з. определяются полем заряда, образующегося в объёме полупроводника. Поскольку знак этого заряда противоположен знаку носителей, вытягиваемых в контакт, создаваемое им поле препятствует Э. н. з. Различия в механизме образования объёмного заряда приводят к необходимости подразделять Э. н. з. (так же, как инжекцию) на монополярную и биполярную (двойную), стационарную и нестационарную. *Б. И. Фукс.*

ЭКСТРЕМА́ЛЬНОЕ СОСТОЯ́НИЕ ВЕЩЕСТВА́ — состояние с аномально высокой концентрацией энергии, возникающее под воздействием высоких давлений и (или) температур. Физика Э. с. в. (физика высоких плотностей энергии) охватывает физику *давлений высоких* и физику *плазмы*, составляя важную часть физ. фундамента геофизики и планетологии, астрофизики и космологии, нек-рых прикладных проблем (использование атомной энергии, плазменные установки и технологии, синтез новых материалов и искусств. получение алмаза, рубина и т. п.).

В физике Э. с. в. принимается наиб. широкое толкование понятия вещества как субстанции, играющей роль «строительного материала» физ. тела: протяжённая (и потому не чувствительная к форме и размерам) система частиц и полей, составляющих основу внутр. структуры тела. Такое определение охватывает наряду с обычным, состоящим из электронов и атомных ядер веществом *электронно-дырочную жидкость* в полупроводниках, адронные системы (нейтронное вещество, пионный конденсат, *кварк-глюонная плазма*), системы фотонов (излучение) и электрон-позитронных пар и др. С нек-рыми оговорками сюда же относится «материал» микроскопич. систем типа тяжёлого ядра (*ядерная материя*) или сгустка вторичных частиц, порождённых соударением частиц высоких энергий. Особым типом вещества нужно считать *вакуум* (вакуумное состояние) — сложную систему виртуальных частиц.

Под состоянием в физике Э. с. в. понимают совокупность характеристик внутр. структуры и свойств вещества: тип его «элементарных» (неизменных в данном диапазоне внеш. условий) структурных единиц — электронов и ядер, адронов, кварков и глюонов и т. д.; тип агрегатного состояния вещества — твёрдого, жидкого, газообразного и др.; характер электронной подсистемы, напр. тип проводимости — проводник, полупроводник, диэлектрик; характер ядерной подсистемы — тип кристаллич. решётки, тип ядерной реакции (термо-, пикноядерная) и т. п.

Термин «экстремальный» отвечает значениям давления p и (или) темп-ры T, заметно превосходящим естеств. масштабы p_0, T_0, к-рые определяются плотностью энергии и соответственно энергией, приходящейся на одну частицу, в холодном несжатом веществе. Для электрон-ядерного вещества, адронного вещества и вакуума порядок величины p_0 составляет соответственно 10^8 бар, 10^{27} бар и 10^{45} бар; T_0 — 10 эВ, 10^6 эВ и 10^{11} эВ (1 бар $= 10^6$ эрг/см^3 = 1 атм; 1 эВ $\approx 10^{-12}$ эрг $\approx 10^4$ К). Для вещества с аномально низкой плотностью энергии (полупроводник с узкой запрещённой зоной и большими значениями эфф. массы носителей и диэлектрической проницаемости, слабо связанное вещество, состоящее из атомов элементов нулевой группы — He, Ar и т. д.) значения p_0 и T_0 могут оказаться значительно ниже приведённых.

Общие тенденции изменения состояния вещества с увеличением p и (или) T. Рост плотности энергии в веществе приводит в конечном счёте к перестройке его внутр. структуры. Характеристики вещества, описывающие его состояние, претерпевают не только количеств., но и качеств. изменения, к-рые происходят либо относительно плавно, либо скачком (*фазовые переходы*). Соответственно фазовая диаграмма (p—T-диаграмма) разбивается на ряд областей, каждой из к-рых отвечает одно из Э. с. в. С ростом p соответствующая перестройка ведёт к появлению всё более компактных структур, с ростом темп-ры — к разрушению имевшегося в веществе порядка в широком смысле этого термина. Общая тенденция заключается в дезинтеграции входящих в состав вещества связанных комплексов (молекул, атомов, ионов, ядер, нуклонов). Происходит разрушение оболочечной структуры атомов, вследствие чего сглаживаются индивидуальные особенности вещества данного хим. состава. Проявления этой тенденции прерываются, когда p и (или) T достигают критич. значений, при к-рых в игру вступают более глубокие уровни иерархии строения вещества (напр., достижение порога ядерных превращений, когда начинает проявляться оболочечная структура ядра).

Э. с. в. электрон-ядерного типа. В общем случае с ростом давления электрон-ядерное вещество сначала претерпевает кристаллизацию, далее испытывает серию *структурных фазовых переходов*, в результате к-рых его кристаллич. решётка, становясь всё более плотно упакованной, приобретает в конце концов универсальную объёмноцентриров. кубич. структуру (см. *Браве решётки*). Одноврем. происходит уменьшение атомного объёма вещества и сглаживание его «пилообразной» зависимости от ат. номера элемента — сближение значений объёма атома элемента нулевой группы и следующего по ат. номеру атома щелочного металла. Происходит и ряд др. перестроек электронных оболочек: исчезают аномалии в заполнении уровней (напр., для атомов переходных металлов); становятся свободными электроны внеш. оболочек, определяющие хим. индивидуальность атома, и, т. о., в конечном счёте все вещества становятся металлами; наконец, освобождаются и остальные электроны. Все вещества при этом превращаются в идеальный металл — практически свободный электронный газ + составленная из «голых» ядер кристаллич. решётка.

При ещё бо́льших давлениях в веществе начинают происходить ядерные процессы. При определ. условиях им может предшествовать процесс «холодного» плавления — разрушение решётки под воздействием не тепловых (как в случае обычного плавления), а нулевых, квантовомеханич. колебаний ядер в узлах решётки (см. *Нулевые колебания*). Ядерные процессы в сильно сжатом веществе проходят следующие стадии: захват электронов ядрами с превращением протонов в нейтроны (см. *Нейтронизация вещества*); образование сильно нейтронно-избыточных ядер, не способных удерживать нейтроны, и возникновение самостоят. нейтронной компоненты вещества; наконец, образование нейтронного вещества (нейтронной жидкости) с малой примесью протонов и электронов (см., напр., *Нейтронные звёзды*). *Ядерные реакции* синтеза в сильно сжатом веществе протекают в пикноядерном режиме (см. *Пикноядерные реакции*), когда кулоновский барьер «съедается» благодаря малому расстоянию между реагентами.

С повышением темп-ры электрон-ядерное вещество претерпевает фазовые переходы плавления и кипения или возгонки, после чего начинается процесс ионизации атомов с превращением вещества в частично ионизованную плотную плазму, к-рая испытывает по мере увеличения T свойственные такому состоянию фазовые превращения. В конечном счёте возникает идеальная, полностью ионизованная плазма, состоящая из «голых» ядер и электронов. При ещё бо́льших T начинают идти ядерные реакции синтеза, протекающие в термоядерном режиме (кулоновский барьер преодолевается благодаря большой кинетич. энергии реагентов, см. *Термоядерные реакции*).

Э. с. в. адронного и вакуумного типа. С ростом давления адронное (ядерное, нейтронное) вещество уплотняется и при плотности, несколько превышающей плотность атомного ядра ($\sim 3 \cdot 10^{14}$ г/см^3), теряет устойчивость относительно образования пионного конденсата — когерентной волны пионов (длина волны порядка 10^{-13} см), к-рые в результате становятся самостоят. компонентой вещества. При бо́льших сжатиях в адронном веществе могут появиться также макроскопич. кол-ва мюонов, гиперонов, резонансов, причём все эти частицы будут абсолютно стабильными. Их распаду препятствует *Паули принцип*: уровни энергии для продуктов распада уже заполнены частицами, имеющимися в адронном веществе. При нек-рых

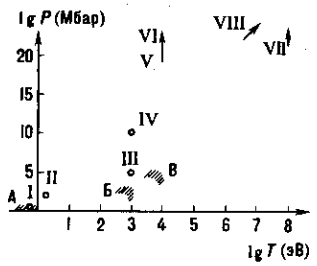
давлениях возможна кристаллизация адронного вещества, происходящая за счёт не кулоновских сил (как для обычного кристалла), а *сильного взаимодействия* адронов. При ещё бóльших сжатиях адроны «рассыпаются» на составляющие их кварки и антикварки и вещество испытывает фазовый переход в состояние кварк-глюонной плазмы. Из-за присущего сильному взаимодействию свойства *асимптотической свободы* предельное состояние адронного вещества — кварк-глюонный идеальный газ. К кварк-глюонному конечному состоянию ведёт и воздействие на адронное вещество высокой темп-ры.

С ростом T вакуум (состояние с нулевыми значениями квантовых чисел, отвечающих зарядам, ароматам и т. п.) заполняется излучением и пáрами «частица — античастица» с массами, не превышающими величины T. Особые фазовые переходы связаны с имеющимися в вакууме конденсатами частиц Хиггса (см. *Хиггса механизм*), ведущими к появлению у частиц отличной от нуля массы и тем самым к «расщеплению» эл.-магн., слабых и сильных взаимодействий (см. *Вакуумный конденсат*). При первом фазовом переходе исчезает один из конденсатов, пропадает различие между слабым и эл.-магн. взаимодействиями и возникает, в частности, дальнодействие *слабого взаимодействия* (оно проявляется в том, что нейтрино столь же сильно тормозится в веществе, как и электрон). При втором фазовом переходе, происходящем при существенно бóльших темп-рах, исчезает и второй конденсат, в результате чего восстанавливается симметрия всех трёх типов взаимодействия, включая сильное. Теоретич. результат воздействия на вакуум высокого давления качественно зависит от физ. условий и принятой модели квантовой теории поля.

Э. с. в. в естественных условиях. Возникновение экстремальных условий в окружающем нас мире прямо или косвенно связано с тяготением, к-рое характеризуется сочетанием дальнодействия, отсутствия зарядов (масс) двух знаков и притяжением одноимённых зарядов. Особенности тяготения способствуют образованию массивных тел и суммированию ничтожно малых сил притяжения элементарных частиц с превращением их в космич. масштабах в мощный определяющий фактор. Эти силы порождают высокие давления внутри небесных тел и служат косвенным источником высоких темп-р. Т. о., создаются условия для «зажигания» экзотермич. ядерных реакций в звёздах. На рис. и в табл. приведены параметры экстремального состояния для характерных космич. объектов.

Создание экстремальных состояний в лабораторных условиях. Ниже описаны методы искусственного создания Э. с. в. в лабораториях и на полигонах с указанием значений характеристик соответствующих внеш. условий.

Высокие давления. Статич. методы основаны на использовании спец. механич. устройств, осуществляющих сжатие исследуемого образца (винтовые и гидравлич. прессы). Рекордные статич. *давления высокие* получают с помощью миниатюрных устройств — алмазных наковален. В сочетании с лазерным нагревом эти методы позволяют получать давления до 4—5 Мбар и темп-ру до 0,3 эВ, что соизмеримо с условиями в центре Земли.



Экстремальные значения давления и температуры в естественных и лабораторных условиях; римскими цифрами обозначены характерные космические объекты в соответствии с таблицей. Заштрихованные участки — области искусственно полученных различными методами экстремальных состояний вещества: А — статические высокие давления; Б — динамические высокие давления (ударные волны от обычных и ядерных взрывов); В — лазерное обжатие мишеней.

Существенно более высокие давления могут быть получены с помощью динамич. методов. Сверхвысокие давления образуются в *ударной волне* обычного или ядерного взрыва, при соударении образца с разгоняемым до космич. скоростей ударником, при облучении образца мощными лазерными импульсами, сильноточными потоками электронов, ионов и т. п. Последний метод позволяет получать давления до 10^5 Мбар. При динамич. сжатии образца одновременно происходит и его разогрев.

Высокие температуры. Наряду с традиц. методами получения высоких темп-р (мощный газовый разряд, резонансный СВЧ-нагрев, термализация предварительно ускоренного сгустка частиц, ударные волны взрыва) развиваются пучковые методы — обжатие и разогрев образца сходящимися пучками лазерного излучения, электронов, ионов и т. п. (см. *Плазменно-пучковый разряд*, *Лазерный термоядерный синтез*). Рекордные значения темп-р, достигнутые такими методами, составляют ~10 кэВ. Макс. динамич. давления и темп-ры, полученные лаб. методами, приближаются к параметрам в центр. части Солнца.

Свойства характерных космических объектов

Космический объект	Состав	Давление, p, Мбар	Температура, T, эВ	Плотность, ρ, г/см^3	Состояние вещества
I Центр Земли	Железо	$\cong 3{,}7$	$\cong 0{,}5$	$\cong 12$	Твёрдое вещество
II Центр Юпитера	Водород, гелий	$\cong 100$	$\cong 2$	$\cong 20$—30	Водород — в металлическом состоянии
III Центр Солнца	Водород, гелий, в небольшой примеси более тяжёлые элементы	$\cong 10^5$	$\cong 10^3$	$\cong 10^2$	Классическая слабонеидеальная плазма
IV Центр белого карлика	Лёгкие элементы с атомным номером Z ок. 10	$\sim 10^{10}$	$\cong 10^3$	$\sim 10^6$	Почти идеальный электронный газ + кристаллическая структура в состоянии, близком к плавлению
V Кора пульсара	Нейтронно-избыточные ядра с $Z > Z_{Fe}$ + нейтроны	$\sim 10^{19}$—10^{22}	$\cong 10^4$	$\sim 10^7$—10^{14}	Ультрарелятивистский вырожденный электронный газ + жёсткая кристаллическая решётка
VI Сердцевина пульсара	Нейтроны + малая примесь протонов и электронов	$\sim 10^{22}$	$\sim 10^4$	$\sim 10^{14}$	Сверхтекучая нейтронная жидкость, возможно существование n-ионного конденсата
VII Вспышка сверхновой			$\sim 10^7$—10^8		
VIII Вселенная на ранних стадиях развития*		$\sim 10^{100}$	$\sim 10^{28}$	$\sim 10^{94}$	

* Реальные значения p, T, ρ могут быть значительно ниже в зависимости от сценария эволюции Вселенной.

Экстремальные условия для адронного вещества возникают при соударении ускоренных (до энергий от нескольких до сотен ГэВ/нуклон) ионов с ядрами. Этот процесс сопровождается появлением ударных волн в адронном веществе и др. макроскопич. эффектами.

Магнитное поле как источник Э. с. в. К числу факторов, приводящих к Э. с. в., иногда относят и сильные и *сверхсильные магнитные поля*, под воздействием к-рых возникают в веществе *магнитные фазовые переходы*, магнитомеханич. явления, магнитокалорич. эффекты и др. В естеств. условиях сильные и сверхсильные магн. поля встречаются у магн. звёзд (до 10^4 Гс), белых карликов (10^7—10^8 Гс), пульсаров (до 10^{13} Гс) (см. *Магнитные поля звёзд*). Значения напряжённости искусственно получаемых магн. полей достигают сотен кГс—1 МГс (соленоиды—обычные и импульсные). Рекордная величина магн. поля (ок. 20 МГс) получена с помощью взрывомагн. генератора (взрывное обжатие предварительно намагниченного линейного образца).

Лит.: Киржниц Д. А., Экстремальные состояния вещества, «УФН», 1971, т. 104, с. 489; его же, Extreme states of matter, «Soviet science review», 1972, July, p. 199; его же, Сверхпроводимость и элементарные частицы, «УФН», 1978, т. 125, с. 169; Стишов С. М., Современное состояние физики высоких давлений, «Вестник АН СССР», 1981, в. 9, с. 52; Мигдал А. Б. [и др.], Пионные степени свободы в ядерном веществе, М., 1991; Аврорин Е. Н. [и др.], Мощные ударные волны и экстремальные состояния вещества, «УФН», 1993, т. 163, № 5, с. 1; Ross M., High Pressure equations of state: theory and applications, in: High Pressure Chemistry, Biochemistry and Material Science, R. Winter, G. Gonas (eds.), Kluwer Academic Publishers, 1993, p. 1; Фортов В. Е., Якубов И. Т., Неидеальная плазма, М., 1994.

Д. А. Киржниц, С. М. Стишов.

ЭЛАСТОСОПРОТИВЛЕ́НИЕ — изменение уд. электросопротивления на единицу деформации (см. *Тензорезистивный эффект*):

$$\left(\frac{\Delta\rho}{\rho}\right)_i = \sum_k m_{ik} u_k. \qquad (1)$$

Здесь ρ — сопротивление в отсутствие деформации, $\Delta\rho$ — изменение ρ при деформации, m_{ik} — безразмерный тензор Э. 4-го ранга, u_k — тензор деформации 2-го ранга. Относит. изменение уд. сопротивления деформированного кристалла в линейном по деформации приближении можно записать в виде

$$\left(\frac{\Delta\rho}{\rho}\right)_i = \sum_k \Pi_{ik} X_i, \qquad (2)$$

где Π_{ik} — тензор пьезосопротивления 4-го ранга, X_i — тензор механич. напряжения 2-го ранга, связанный с тензором деформации u_k (через тензор *модулей упругости* C_{ik}) соотношением

$$X_i = \sum_k C_{ik} u_k. \qquad (3)$$

Компоненты тензора Э.

$$m_{ik} = \sum_l \Pi_{il} C_{lk}. \qquad (4)$$

Так же, как и компоненты Π_{ik}, компоненты m_{ik} образуют шестимерную матрицу. На основании (3) для кристаллов кубич. симметрии связь между коэф. пьезосопротивления и Э. имеет вид

$$\frac{m_{11}+2m_{12}}{3} = (\Pi_{11}+2\Pi_{12})\frac{C_{11}+2C_{12}}{3};$$
$$\frac{m_{11}-m_{12}}{2} = (\Pi_{11}-\Pi_{12})\frac{C_{11}-C_{12}}{2}. \qquad (5)$$

Соотношения (5) позволяют определить коэф. Э., измеряя коэф. пьезосопротивления. Вместо упругих постоянных C_{11}, C_{12} можно пользоваться т. н. константами жёсткости S_{11}, S_{12} (приводимыми обычно в таблицах):

$$C_{11} = \frac{S_{11}+S_{12}}{(S_{11}-S_{12})(S_{11}+2S_{12})};$$
$$C_{12} = \frac{-S_{12}}{(S_{11}-S_{12})(S_{11}+2S_{12})}. \qquad (6)$$

Если осн. минимумы энергии зоны проводимости кристалла (см. *Зонная теория*) расположены на осях [100] (что имеет место в *n*-Si), то

$$m_{11}-m_{12} \neq 0. \qquad (7)$$

Если осн. минимумы находятся на осях [111] (*n*-Ge), то

$$m_{11}-m_{12} = 0. \qquad (8)$$

Лит.: Herring C., Transport properties of many-valley semiconductor, «Bell System Techn. Journal», 1955, v. 34, p. 237; Бир Г. Л., Пикус Г. Е., Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках, М., 1972; Баранский П. И., Клочков В. П., Потыкевич И. В., Полупроводниковая электроника, К., 1975.

П. И. Баранский.

ЭЛЕКТРЕ́ТЫ — *диэлектрики*, длительное время сохраняющие поляризованное состояние после снятия внеш. воздействия, вызвавшего поляризацию, и создающие электрич. поле в окружающем пространстве (электрич. аналоги пост. магнитов). Если вещество, молекулы к-рого обладают дипольным моментом, расплавить и поместить в сильное электрич. поле, то его полярные молекулы частично выстроятся по полю. При охлаждении расплава в электрич. поле и последующем выключении поля в затвердевшем веществе поворот этих молекул затруднён и они длит. время сохраняют преимущественную ориентацию (от нескольких дней до многих лет). Первый Э. был таким методом изготовлен М. Егучи (M. Eguchi) в 1922.

Остаточная поляризация может быть получена также в кристаллич. веществе за счёт ориентации в поле т. н. квазидиполей (две *вакансии* противоположного знака, примесный ион — вакансия и т. п.) или за счёт скопления носителей заряда вблизи электродов. При изготовлении Э. в диэлектрик могут переходить носители заряда из электродов или межэлектродного промежутка. Носители могут быть созданы и искусственно, напр. облучением электронным пучком. Существуют др. гипотезы о природе электретного эффекта, учитывающие, напр., захват носителей заряда на ловушки и взаимодействие между остаточной поляризацией и свободными носителями.

Э. могут быть получены практически из любых диэлектриков: органических, напр. полимерных (политетрафторэтилен, полипропилен, поликарбонат, полиметилметакрилат и др.); неорганических — как монокристаллических (кварц, корунд и др.), так и поликристаллических (керамика, ситаллы и др.), а также из стёкол. Наиб. стабильны Э. из плёночных фторсодержащих полимеров — политетрафторэтилена и его производных, напр. из сополимера тетрафторэтилена с гексафторпропиленом.

Стабильные Э. получают, нагревая, а затем охлаждая диэлектрик в сильном электрич. поле (термоэлектреты), освещая в сильном электрич. поле (фотоэлектреты), радиоакт. облучением (радиоэлектреты), поляризацией в сильном электрич. поле без нагревания (электроэлектреты) или в магн. поле (магнетоэлектреты), при застывании органич. растворов в электрич. поле (криоэлектреты), механич. деформацией полимеров (механоэлектреты), трением (трибоэлектреты), действием поля коронного разряда (короноэлектреты).

Все Э. имеют стабильный поверхностный заряд. Разность потенциалов U и суммарный заряд плоского Э. q (на единицу площади) определяются соотношениями

$$U = \frac{1}{\varepsilon}\left\{\frac{\sigma_2-\sigma_1}{2}h + \int_0^h \rho\left(x-\frac{1}{2}\right)dx + \int_0^h \mathscr{P}_{\text{ост}}dx\right\},$$
$$q = \sigma_1+\sigma_2+\int_0^h \rho\,dx.$$

Здесь h — толщина пластины, ρ — плотность объёмного заряда, ε — диэлектрич. проницаемость, $\mathscr{P}_{ост}$ — остаточная поляризация, σ_1, σ_2 — плотности поверхностных зарядов (с обеих сторон пластины).

Накопление заряда в полимерных Э. характеризуется экспоненц. законом изменения $U(t)$:

$$U(t)=U^{ст}\left[1-\exp\left(-t/\tau\right)\right],$$

где время релаксации τ обратно пропорц. плотности тока зарядки, а стационарное значение $U^{ст}$ определяется режимом зарядки (напряжением на коронирующем электроде и регулирующей сетке для короноэлектретов, энергией бомбардирующих электронов при зарядке электронным пучком или напряжением на электродах при зарядке в электрич. поле).

При всех трёх методах зарядки получаются Э. с гомозарядом, знак к-рого совпадает со знаком бомбардирующих частиц или со знаком прилегающего к поверхности электрода. Как правило, носители заряда разных знаков концентрируются у противоположных сторон пластины (плёнки), так что в целом она электронейтральна ($q=0$). Однако при достаточно высоких темп-рах и при поляризации в сильном электрич. поле может образовываться и гетерозаряд, чаще всего за счёт скопления у электродов носителей, поступающих из объёма диэлектрика, знак заряда к-рых противоположен знаку заряда на электродах.

Со временем у Э. наблюдается уменьшение заряда, обычно более быстрое в первое время после изготовления. В дальнейшем заряды Э. меняются незначительно в течение длит. времени. При комнатной темп-ре временна́я стабильность Э. высока (напр., у Э. из политетрафторэтилена время жизни Э. $\sim 10^2$—10^4 лет). С ростом темп-ры время жизни экспоненциально уменьшается. Увеличение влажности окружающей среды (особенно в присутствии пыли, аэрозолей и др.), воздействие ионизирующей радиации и т. п. ускоряют релаксацию зарядов Э. Релаксация заряда в полимерных Э. зависит от характера контакта их с электродами. При плотном контакте направление тока разрядки соответствует движению носителей заряда в тонких приэлектродных слоях к электродам.

Э. применяют как источники пост. электрич. поля (электретные микрофоны и телефоны, вибродатчики, генераторы слабых перем. сигналов, электрометры, электростатич. вольтметры и др.), а также как чувствит. датчики в дозиметрах, устройствах электрич. памяти; для изготовления барометров, гигрометров и газовых фильтров, пьезодатчиков и др. Фотоэлектреты используют в электрофотографии.

Лит.: Фридкин В. М., Желудев И. С., Фотоэлектреты и электрофотографический процесс, М., 1960; Борисова М. Э., Койков С. Н., Полимерные электреты, в кн.: Электрические свойства полимеров, под ред. Б. И. Сажина, 3 изд., Л., 1986; Лущейкин Г. А., Полимерные электреты, 2 изд., М., 1984; Губкин А. Н., Электреты, М., 1978; Электреты, под ред. Г. Сесслера, пер. с англ., М., 1983. *А. Н. Губкин, С. Н. Койков.*

ЭЛЕКТРИ́ЧЕСКАЯ ИНДУ́КЦИЯ — физическое векторное поле $\boldsymbol{D}(t, \boldsymbol{r})$ — компонента макроскопич. *электромагнитного поля* в сплошной среде. См. *Электрическое поле.*

ЭЛЕКТРИ́ЧЕСКАЯ ПОСТОЯ́ННАЯ (ε_0) — физ. постоянная, входящая в ур-ния законов электрич. поля (напр., в *Кулона закон*) при записи этих ур-ний в рационализованной форме, в соответствии с к-рой образованы электрич. и магн. единицы *Международной системы единиц*; по старой терминологии Э. п. называется диэлектрич. проницаемостью вакуума. $\varepsilon_0=(\mu_0 c^2)^{-1}=10^7/(4\pi c^2)$ $\Phi\cdot м^{-1}=$ $=8{,}85418782(7)\cdot 10^{-12}\ \Phi\cdot м^{-1}$, где μ_0 — *магнитная постоянная*. В отличие от диэлектрич. проницаемости ε, зависящей от типа вещества, темп-ры, давления и др. параметров, Э. п. ε_0 зависит только от выбора системы единиц. Напр., в гауссовой *СГС системе единиц* $\varepsilon_0=1$.

ЭЛЕКТРИ́ЧЕСКАЯ ПРО́ЧНОСТЬ — напряжённость электрич. однородного поля $E_{пр}$, при к-рой наступает электрич. пробой среды. У слюды, кварца и др. «хороших» *диэлектриков* $E_{пр}\sim 10^6$—10^7 В/см; в очищенных и обезгаженных *жидких диэлектриках* $E_{пр}\sim 10^6$ В/см; в газах Э. п. зависит от давления и темп-ры; для воздуха при нормальных условиях и толщине слоя ~ 1 см $E_{пр}\sim 3\cdot 10^4$ В/см. У полупроводников $E_{пр}$ изменяется в широких пределах от 10^6 В/см до долей В/см.

Лит. см. при статьях *Диэлектрики, Полупроводники.*

ЭЛЕКТРИ́ЧЕСКАЯ ФОКУСИРО́ВКА в ускорителях — см. *Фокусировка частиц в ускорителе.*

ЭЛЕКТРИ́ЧЕСКИЕ КОЛЕБА́НИЯ — *электромагнитные колебания* в квазистационарных цепях, размеры к-рых малы по сравнению с длиной эл.-магн. волны. Это позволяет не учитывать волнового характера процессов и описывать их как колебания электрич. зарядов Q (в ёмкостных элементах цепи) и токов I (в индуктивных и диссипативных элементах) в соответствии с ур-нием непрерывности: $I=\pm dQ/dt$. В случае одиночного *колебательного контура* Э. к. описываются ур-нием

$$L\ddot{I}+R\dot{I}+I/C=\mathscr{E}(t),$$

где L — индуктивность, C — ёмкость, R — сопротивление, $\mathscr{E}(t)$ — переменная внешняя эдс. *М. А. Миллер.*

ЭЛЕКТРИ́ЧЕСКИЕ РАЗРЯ́ДЫ В ГА́ЗАХ — прохождение электрич. тока через ионизованные газы, возникновение и поддержание ионизованного состояния под действием электрич. поля. Термин «разряд» возник от обозначения процесса разрядки конденсатора через цепь, включающую в себя газовый промежуток, что происходит, когда напряжение превышает порог пробоя промежутка. Ныне это слово употребляют в более широком смысле.

Существует множество видов Э. р. в г. в зависимости от характера приложенного поля (пост. электрич. поле, переменное, импульсное, ВЧ, СВЧ), от давления газа, формы и расположения электродов и т. п. Ниже даны общее описание и примерная классификация разрядных явлений, рассмотрены их осн. составляющие элементы и более подробно — важнейшие виды разрядов.

Разряды в постоянном поле. Законы прохождения электрич. тока через газы значительно сложнее, чем через металлы и электролиты; лишь в редких случаях они подчиняются закону Ома. Их электрич. свойства описывают *вольт-амперной характеристикой* (ВАХ). Если в стеклянную трубку, наполненную к.-л. газом, ввести два электрода, подключённые к источнику пост. напряжения, то даже при небольшом напряжении ($V<100$ В) сверхчувствительный прибор зарегистрирует протекание очень слабого тока $\sim 10^{-15}$ А. Ток создаётся «вытягиванием» полем на электроды зарядов, образующихся под действием космич. лучей и естеств. радиоактивности. Если облучать газ рентг. или радиоакт. источником, ток повысится до 10^{-6} А. При повышении напряжения ток сначала возрастает, затем достигает насыщения (чему соответствует полное вытягивание всех зарядов, образуемых внеш. источником) — участок AB на рис. 1.

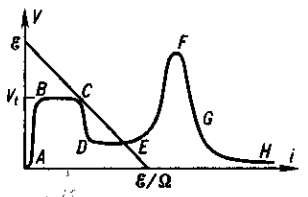


Рис. 1. Вольт-амперная характеристика газовых разрядов: AB — несамостоятельный разряд; BC — тёмный таунсендовский; DE — нормальный тлеющий; EF — аномальный тлеющий; FG — переход в дугу; GH — дуговой; $\mathscr{E}E$ — нагрузочная прямая.

Такие разряды и ток, к-рые существуют только при действии постороннего ионизующего агента или, напр., благодаря электронной эмиссии, вызванной накаливанием катода, наз. несамостоятельными.

При нек-ром напряжении, зависящем от рода газа, давления p и расстояния между электродами d, происходит пробой и зажигается самостоятельный разряд, к-рый не нуждается в постороннем источнике ионизации.

Пробой газа начинается от случайных или искусственно впрыскиваемых нач. электронов, к-рые набирают в электрич. поле энергию, а затем теряют её на возбуждение и ионизацию атомов. В результате ионизации вместо одного энергичного электрона появляются два медленных, они снова набирают энергию и т. д.— развивается *лавина электронная*. За 10^{-7}—10^{-3} с ток вырастает на неск. порядков.

Дальнейший ход процесса зависит от ряда условий. При небольших давлениях ($\sim 10^{-1}$—10 тор) и очень большом электрич. сопротивлении внеш. цепи Ω, ограничивающем ток величиной $\sim 10^{-6}$ А, зажигается тёмный (таунсендовский) разряд (участок *BC* на рис. 1); при несколько меньших сопротивлениях — *тлеющий разряд* (участок *CF*). Для последнего характерны ток $i \sim 10^{-6}$—10^{-1} А (в трубках радиуса $R \sim 1$ см) и напряжение $V \sim 10^2$—10^3 В. При большом межэлектродном расстоянии образуется однородный светящийся столб (положит. столб разряда), представляющий собой плазму. Плазма тлеющего разряда неравновесная, электронная темп-ра $T_e \approx (1$—$3) \cdot 10^4$ К значительно больше газовой темп-ры $T \approx 300$—1000 К; степень ионизации χ плазмы тлеющего разряда низкая, $\approx 10^{-8}$—10^{-6}, в 10^2—10^4 раз меньше термодинамически равновесной, отвечающей T_e.

Если p порядка атмосферного, сопротивление мало, а источник тока мощный, то вскоре после пробоя зажигается *дуговой разряд*, для к-рого характерны сильный ток $i > 1$ А, низкое напряжение $V \sim 10$—100 В (участок *GH* на рис. 1), ярко светящийся столб.

В дуге выделяется большая мощность, стеклянная трубка быстро разрушилась бы от перегрева. Длительно поддерживать дугу в замкнутом сосуде можно только при спец. охлаждении. Дугу часто зажигают в открытом воздухе. В дуговом разряде плазма чаще всего равновесная, с $T_e \approx T \sim 10^4$ К и соответствующей таким темп-рам степенью ионизации $\chi \approx 10^{-4}$—10^{-1}. Какой разряд получится после пробоя, зависит от давления, напряжения и сопротивления и на графике определяется местом пересечения ВАХ разряда $V(i)$ нагрузочной прямой $\mathscr{E} = V + i\Omega$, где $\mathscr{E}$ — эдс источника питания (рис. 1).

Классификация газовых разрядов. Среди стационарных самостоятельных разрядов в пост. поле наиб. важные и распространённые — тлеющий и дуговой. Они различаются механизмами катодной эмиссии, обеспечивающей возможность протекания пост. тока, поскольку осн. носителями тока являются электроны. В тлеющем и тёмном (таунсендовском) разрядах катод холодный. Электроны вырываются из него положит. ионами (и фотонами). В дуговом разряде катод разогревается сильным током и происходит *термоэлектронная эмиссия*. В резко неоднородных полях, усиленных около острий, проводов линий электропередачи, возникает *коронный разряд*, самостоятельный и слаботочный. Среди быстротечных сильноточных разрядов особенно важен *искровой разряд*. Он возникает обычно при $p \sim 1$ атм, $d > 1$—5 см и достаточно высоком напряжении, превышающем напряжение зажигания короны, если поле сильно неоднородное. Искровой пробой газа происходит в результате возникновения и быстрого развития тонкого плазменного канала от одного электрода к другому; затем получается как бы короткое замыкание цепи высокопроводящим искровым каналом. Одна из форм искрового разряда — молния. В коронном и искровом разрядах катодная эмиссия особой роли не играет.

Несущественна роль электродных процессов и в большинстве разрядов в быстропеременных полях. Поэтому разряды можно классифицировать, и не учитывая признаки, связанные с электродными эффектами, а по состоянию плазмы разряда и частоте электрич. поля. По характеру ионизац. состояния газа можно различать: 1) пробой; 2) поддержание электрич. полем неравновесной плазмы; 3) поддержание равновесной плазмы. Электрич. поля, вызывающие газовые разряды, делятся по частотам на: 1) постоянные, включая низкочастотные и не слишком кратковременные импульсные; 2) высокочастотные (ВЧ), с частотами $f \sim 10^5$—10^8 Гц; 3) сверхвысокочастотные (СВЧ), с $f \sim 10^9$—10^{11} Гц и длинами волн $\lambda \sim 10^2$—10^{-1} см; 4) оптические (от далёкого ИК до УФ). Все $3 \times 4 = 12$ вариантов разрядов реализуются на опыте, многие нашли широкое применение в физ. эксперименте и технике (табл. 1).

Табл. 1.— **Классификация разрядов**

	Пробой	Неравновесная плазма	Равновесная плазма
Постоянное электрическое поле	Зажигание тлеющего разряда в трубке	Положительный столб тлеющего разряда	Положительный столб дуги высокого давления
Высокие частоты	Зажигание ВЧ-разряда в сосудах с разреженным газом	Емкостные ВЧ разряды в разреженных газах	Индукционная плазменная горелка
СВЧ-диапазон	Пробой в волноводах и резонаторах	СВЧ-разряды в разреженных газах	СВЧ-плазмотрон
Оптический диапазон	Пробой газов лазерным излучением	Завершающая стадия оптического пробоя	Непрерывный оптический разряд

Дрейф и энергия электронов в электрич. поле. Ускоряясь в пост. поле **E**, электрон при каждом столкновении теряет приобретённую направленную скорость. На фоне хаотич. движения устанавливается ср. скорость направленного дрейфового движения $v_д = -\mu_e E$, где $\mu_e = e/m\nu_m$ — подвижность, ν_m — эфф. частота упругих столкновений электрона, e — заряд, m — масса. В слабоионизованном газе, при $\chi \ll 10^{-3}$, частота столкновений $\nu_m = N\bar{v}\sigma_m$, где N — плотность атомов и молекул, $\bar{v}$ — ср. скорость хаотич. движения электрона, $\sigma_m = \sigma_c(1 - \overline{\cos\theta})$ — транспортное сечение, σ_c — сечение упругих столкновений, $\overline{\cos\theta}$ — ср. косинус угла рассеяния (обычно $\overline{\cos\theta} \sim 0{,}1$). Транспортная длина пробега $l = \bar{v}/\nu_m = (N\sigma_m)^{-1}$. При $\chi > 10^{-3}$ преобладают столкновения с ионами; N заменяется на плотность ионов n_+, σ_m — на кулоновское сечение $\sigma_{кул} = (4\pi/9)e^4 \ln\Lambda/(kT_e)^2$, $\ln\Lambda \approx 5$—10 — *кулоновский логарифм*. При $T_e = 1$ эВ $\sigma_{кул} \approx 2{,}3 \cdot 10^{-13}$ см^2, тогда как $\sigma_m \sim 10^{-16}$—10^{-15} см^2. Столкновение электрона с электроном к потере направленного импульса не приводит. В слабоионизованном газе действует *подобия закон*: $v_д$ зависит от отношения E/N. Если темп-ра газа мало отличается от комнатной, плотность N обычно характеризуют давлением; при $T = 293$ К давлению $p = 1$ мм рт. ст. $= 1$ тор соответствует плотность $N = 3{,}3 \cdot 10^{16}$ см$^{-3}$.

Плотность тока $j = -en_e v_д = \sigma E$, где $\sigma = e\mu_e n_e = e^2 n_e/m\nu_m$ — проводимость. Когда преобладают столкновения электронов с ионами, $\sigma \propto T_e^{3/2}$ и не зависит от n_e. Из-за большой массы подвижность ионов μ_+ в 10^2—10^3 раз меньше μ_e, поэтому в плазме, где $n_+ \approx n_e$, вклад ионов в ток пренебрежимо мал. В табл. 2 приведены эксперим. оценочные значения характеристик электронов в диапазонах E/p, свойственных плазме тлеющего разряда.

Табл. 2.— **Оценочные значения параметров слабоионизованного газа**

Газ	Диапазон, E/p, $\frac{\text{В}}{\text{см} \cdot \text{тор}}$	$\mu_e p$, $10^6 \frac{\text{см} \cdot \text{тор}}{\text{В} \cdot \text{с}}$	ν_m/p, 10^9 с$^{-1} \times$ $\times$ тор$^{-1}$	$\sigma p/n_e$, 10^{-13} $\frac{\text{см} \cdot \text{тор}}{\text{Ом}}$	lp, 10^{-2} см $\times$ $\times$ тор
He	0,6—10	0,86	2,0	1,4	6
Ne	0,4—2	1,5	1,2	2,4	12
Ar	1—13	0,33	5,3	0,53	3
H_2	4—30	0,37	4,8	0,58	2
N_2	2—50	0,42	4,2	0,67	3
Воздух	4—50	0,45	3,9	0,72	3
CO_2	3—30	1,1	1,8	1,8	3
CO	5—50	0,31	5,7	0,5	2

В 1 см^3 за 1 с электрич. поле совершает над электронами работу $eEv_дn_e = jE = \sigma E^2$. Это есть джоулево тепло тока, передаваемое электронами газу при столкновениях. Упругая передача в одном эфф. столкновении составляет долю $\delta = 2m/M$ от энергии электрона ε (M — масса атома); $\delta \sim 10^{-4} — 10^{-5}$. В молекулярном газе электрон гораздо больше тратит на возбуждение колебаний молекул; $\delta \sim 10^{-3}$. Ср. энергия электрона $\bar{\varepsilon}$ соответствует балансу между приобретением и передачей энергии газу; баланс устанавливается очень быстро, за время $\tau = (\nu_m\delta)^{-1}$. При не зависящем от энергии транспортном сечении $\sigma_m(\varepsilon) = \text{const}$ и максвелловском распределении скоростей $\bar{v}$ ср. энергия $\bar{\varepsilon} = (\sqrt{3\pi}/4)eEl/\sqrt{\delta}$; $v_д/\bar{v} = (\sqrt{3\pi}/4)\sqrt{\delta} \ll 1$. Действует закон подобия: $\bar{\varepsilon} \sim E/N$. В положит. столбе тлеющего разряда $E/p \sim 1 — 10$ В/см · тор, а $\bar{\varepsilon} = 3kT_e/2 \approx 1 — 3$ эВ. Когда частота электрон-электронных столкновений много меньше $\nu_m\delta$, электронный спектр далёк от максвелловского и T_e имеет условный смысл. Более строгие выражения для $v_д$, $\bar{\varepsilon}$ и др. параметров находят, решая кинетич. ур-ние для ф-ции распределения электронов по скоростям $f(v)$.

Образование и гибель заряженных частиц в электрическом поле. Атомы и молекулы ионизуются гл. обр. ударами электронов (см. *Ионизация*), в слабоионизованной неравновесной плазме — преим. из осн. состояния. Зная сечение ионизации $\sigma_i(\varepsilon)$ и ф-цию распределения электронов, можно вычислить частоту ионизации ν_i — число ионизаций, совершаемых электроном в 1 с. Вблизи порога (ионизационного потенциала I) $\sigma_i = C_i(\varepsilon - I)$. При максвелловском распределении имеем:

$$\nu_i = N\bar{v}C_i(I + 2kT_e)\exp(-I/kT_e);\ \bar{v} = (8kT_e/\pi m)^{1/2}. \quad (1)$$

Константы C_i для разных газов различаются в 2—3 раза. Для Ar, напр., $C_i = 2 \cdot 10^{-17}$ см^2/эВ. В случае пост. поля удобнее оперировать ионизац. коэф. α — числом ионизаций, к-рые электрон совершает на 1 см дрейфового пути вдоль поля: $\alpha = \nu_i/v_д$. Обычно экспериментально измеряют α и $v_д$, а не ν_i. Для этих параметров также существует закон подобия: α/N, ν_i/N — ф-ции E/N (рис. 2). Для определения α широко используется полуэмпирич. ф-ла Таунсенда:

$$\alpha = Ap\exp(-Bp/E), \quad (2)$$

постоянные A и B к-рой находят либо из опыта (для больших E/p), либо на основе решения кинетич. ур-ния (при низких E/p). Напр., в N_2 для $E/p \approx 100 — 600$ В/(см · тор) $A \approx 12$ см$^{-1}$ · тор$^{-1}$, $B \approx 342$ В/(см · тор); при $E/p \approx 10 — 100$ В/(см · тор) $A \approx 10$, $B \approx 275$.

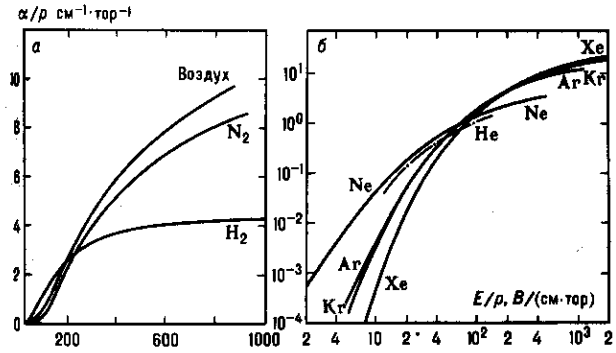


Рис. 2. Ионизационные коэффициенты α; *а* — для воздуха, азота и водорода; *б* — для инертных газов.

Ионизация может быть и ступенчатой: первым электронным ударом атом лишь возбуждается, а ионизуется следующим или после повторного возбуждения. При объединении возбуждённых атомов может произойти ассоциативная ионизация (напр., $Hg^* + Hg^* \to Hg_2^+ + e$).

Заряды из плазмы исчезают в результате *рекомбинации* в объёме или на стенках. При низкой темп-ре газа электронная рекомбинация в объёме идёт преим. диссоциативным механизмом типа $N_2^+ + e \to N + N$ с коэф. $\beta \sim 10^{-7} — 10^{-8}$ см^3/с (в инертных газах после предварит. реакции конверсии типа $He^+ + He + He \to He_2^+ + He$). Частота рекомбинации $\nu_r = \beta n_+$. При $p < 10$ тор преобладает амбиполярная (совместная) диффузия электронов и ионов с частотой $\nu_d = D_a/\Lambda^2$ к стенкам, где они и нейтрализуются. При $T_e \gg T$ коэф. амбиполярной диффузии $D_a = \mu_+ T_e$ (в азоте, напр., $D_a \approx 1{,}5 \cdot 10^3/p$ см^2/с; T_e в В, p в тор), Λ — диффузионная длина. В длинной трубке $\Lambda = R/2{,}4$.

В электроотрицат. газах (O_2, CO_2, галогенах, их смесях и др.) происходит *прилипание* электронов с образованием отрицат. ионов. Скорость прилипания характеризуется частотой ν_a [с$^{-1}$] и коэф. a [см$^{-1}$], аналогичным α. Под ударами возбуждённых частиц электроны могут отлипать от отрицат. ионов. Коэф. α нарастает с увеличением E/p быстрее, чем a, поэтому кривые $\alpha(E)$ и $a(E)$ пересекаются [напр., в воздухе — при $E/p = 31$ В/(см · тор) = 23,6 кВ/(см · атм)]. При меньшем E/p в отсутствие отлипания ионизация в воздухе идти не может. В отсутствие поля прилипание идёт в тройных столкновениях типа $e + O_2 + O_2 \to O_2^- + O_2$; в воздухе при $p = 1$ атм частота прилипания $\nu_a \approx 10^7 — 10^8$ с$^{-1}$, т. е. электрон живёт $10^{-7} — 10^{-8}$ с. Положит. и отрицат. ионы в воздухе при атм. условиях рекомбинируют с коэф. $\beta \approx 2 \cdot 10^{-6}$ см^3/с.

В равновесной плазме при $T \sim 10^4$ К и $p \sim 1$ атм преобладают ступенчатая ионизация и электрон-ионная рекомбинация в тройных столкновениях, но n_e однозначно определяется T, и p — ур-нием Саха.

Пробой. Плоский промежуток длиной d в пост. поле $E = V/d$ при $pd < 200 — 1000$ тор · см пробивается путём размножения лавин через вторичную эмиссию. От каждого электрона, вышедшего с катода, рождается $\exp(\alpha d) - 1$ электрон-ионных пар. Попав на катод, ион выбивает из него γ вторичных электронов (коэф. эмиссии $\gamma \sim 10^{-1} — 10^{-3}$). Если вторичных электронов будет больше, чем первичных, ионизация будет неудержимо нарастать и произойдёт пробой. Порог пробоя или потенциал зажигания разряда V_t определяется из условия Таунсенда:

$$\gamma[\exp(\alpha d) - 1] = 1;\ \alpha(E_t)d = \ln(\gamma^{-1} + 1);\ E_t = V_t/d. \quad (3)$$

С учётом (2)

$$V_t = B(pd)/[C + \ln(pd)],\ C = \ln\{A/[\ln(\gamma^{-1} + 1)]\}. \quad (4)$$

Эта ф-ла неплохо описывает эксперим. кривые Пашена (рис. 3), имеющие минимум при следующих параметрах:

$$V_{t\min} = \frac{\bar{e}B}{A}\ln(\gamma^{-1} + 1),\ \left(\frac{E}{p}\right)_{\min} = B,\ (pd)_{\min} = \frac{\bar{e}}{A}\ln(\gamma^{-1} + 1), \quad (5)$$

где $\bar{e}$ — экспонента. В точке минимума кривой Пашена условия по pd оптимальны для размножения электронов.

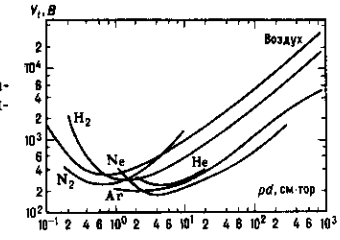


Рис. 3. Потенциалы зажигания в постоянном поле (кривые Пашена).

В осциллирующем поле $E = E_0 \sin\omega t$ электрон совершает колебания: при $\nu_m \ll \omega$ — свободные, с амплитудой $a = eE_0/m\omega^2$; при $\nu_m \gg \omega$ — дрейфовые, с $a = \mu_e E_0/\omega$. Если a много меньше характерных размеров разрядного объёма (что типично для СВЧ-диапазона), то лавины локализованы. Ионизация, вызванная случайным электроном, нарастает, если её частота $\nu_i(E_0)$ превышает частоту диффузии электрона к стенкам $\nu_d = D_e/\Lambda^2$. В начале процесса зарядов мало и электроны диффундируют свободно с коэф. диффузии $D_e = (\mu_e/\mu_a)D_a \gg D_a$. Пороговое для пробоя среднеквадратичное поле E_t определяется из условия $\nu_i(E_t) = \nu_d$;

в электроотрицат. газе $\nu_i = \nu_d + \nu_a$. Порог пробоя $E_t(p)$ имеет минимум в зависимости от давления (рис. 4). Это объясняется следующим. При больших p, когда $\nu_m \gg \omega$, электрон набирает в перем. поле энергию примерно так же, как в постоянном, и $\bar{\varepsilon} \backsim E/p$. Ионизация идёт интенсивно,

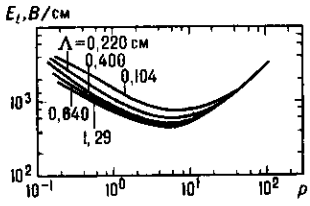


Рис. 4. Среднеквадратичные пробивающие поля в воздухе на частоте 9,4 ГГц; Λ — диффузионная длина.

если ср. энергия электрона $\bar{\varepsilon}$ порядка I, т. е. $\bar{\varepsilon}$ не меняется, и, следовательно, $E \backsim p$. При низких p, когда $\nu_m \ll \omega$, очень сильна диффузия, и чтобы произошёл пробой (т. е. было выполнено условие $\nu_i = \nu_d \backsim 1/p$), поле должно возрастать при уменьшении p. Минимум соответствует такому p, когда $\nu_m \approx \omega$. Для СВЧ-диапазона $p_{min} \sim 1$—10 тор, $E_{tmin} \sim 10^2$—10^3 В/см. В качеств. отношении сказанное справедливо и для оптич. пробоя, но для оптич. частот $p_{min} \sim 10^3$ атм (см. *Оптические разряды*). При понижении частоты в ВЧ-диапазоне амплитуды дрейфовых колебаний могут оказаться сравнимыми с размерами сосуда. Тогда электроны начинают ударяться о стенки, их потери и порог пробоя скачкообразно возрастают.

Тлеющий разряд. Неотъемлемым элементом тлеющего разряда является катодный слой положительного *пространственного заряда* с сильным полем у катода $(E/p)_к \sim 10^3$ В/(см·тор) и значит. катодным падением потенциала $V_к \sim 150$—400 В. Именно им обусловлено т. н. отрицательное тлеющее свечение за катодом, откуда и название разряда. Положит. плазменный столб играет роль проводника, соединяющего катодные части разряда с анодом (рис. 5). При уменьшении расстояния между электродами сначала сокращается именно он, потом фарадеево тёмное пространство (см. *Тлеющий разряд*), а катодный слой не изменяется, и лишь когда не хватает места для него (и отчасти для отрицат. свечения), горение разряда сильно затрудняется. Разряд может гореть и в сосудах замысловатой формы. Вследствие оседания электронов на стенках возникает дополнит. поле, к-рое векторно складывается с внешним. Силовые линии результирующего поля, протягиваясь от анода к катоду, повторяют все изгибы трубки.

Самоподдержание тока в тлеющем разряде осуществляется за счёт катодного слоя, благодаря неравномерному распределению потенциала между электродами (рис. 5). Часть межэлектродного промежутка заполняет хорошо проводящий, положит. столб со слабым полем $E/p \sim 1$—10 В/(см·тор). Тем самым сокращается толщина области d, где должно происходить

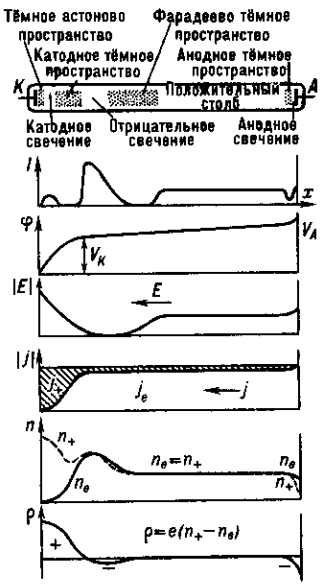


Рис. 5. Структура тлеющего разряда в трубке. Показаны распределения интенсивности свечения I, потенциала φ, поля E, плотностей электронного j_e и ионного j_+ токов, плотностей ионов n_+ и электронов n_e, плотности объёмного заряда $\rho = e(n_+ - n_e)$.

осн. размножение электронов и осуществляется самоподдержание тока. Уменьшение d приводит к наиб. выгодным для размножения условиям, отвечающим минимуму напряжения на кривых Пашена (рис. 3) и ф-лам (5).

Когда ток занимает не весь катод, плотность тока на катоде $j_н$ имеет вполне определённое «нормальное» значение, удовлетворяющее закону подобия:

$$j_н/p^2 = (1+\gamma)\mu_+ p V_н^2/4\pi(pd)_н^2, \qquad (6)$$

где $V_н \approx 1{,}1 V_{tmin}$, $(pd)_н \approx 1{,}4(pd)_{min}$. Обычно $V_н \approx 150$—400 В, $(pd)_н \approx 0{,}5$—1 тор·см, $j_н/p^2 \approx 10$—500 мкА/см²·тор². При увеличении тока растёт площадь свечения на катоде, а $j_н$, $V_н$ остаются неизменными (участок DE на ВАХ, рис. 1). Такой разряд наз. нормальным. Когда свечение занимает весь катод, j, $V_к$ и V при росте тока возрастают. Это — аномальный разряд (участок EF на рис. 1).

В любом сечении длинного однородного положит. столба ионизация компенсирует гибель электронов за счёт рекомбинации, амбиполярной диффузии к стенкам, прилипания (к-рое может частично компенсироваться отлипанием). Этим определяется зависимость поля в столбе от плотности зарядов в плазме (эквивалент ВАХ столба). При сильном нагреве газа ВАХ — падающая. В тлеющем разряде возникают разл. неустойчивости. Наиб. распространена ионизационно-перегревная, связанная с увеличением частоты ионизации при тепловом расширении газа, вызванном случайным локальным перегревом. Рост ν_i ведёт к увеличению n_e, дополнит. тепловыделению jE и дальнейшему росту T. Эта неустойчивость вызывает *контракцию газового разряда* — стягивание разряда в токовый шнур. Др. неустойчивости приводят к возникновению *страт* — расслоению положит. столба вдоль тока на сильно и слабо ионизованные участки. Чаще всего страты бегут от анода к катоду и глазом не видны (см. также *Низкотемпературная плазма*).

Дуговой разряд. Его отличит. черта — малость катодного падения, $V_к \sim 10$ В. Разогретый интенсивным потоком ионов катод или его токонесущие участки (катодные пятна) испускают достаточно сильный электронный ток. Плазма положит. столба дугового разряда при атм. давлении равновесна, её проводимость определяется темп-рой T. Поле в столбе E и ВАХ $E(j)$ определяются балансом энергии: джоулево тепло $\sigma(T)E^2$ выносится за счёт теплопроводности к охлаждаемым стенкам (если дуга горит в трубке), либо рассеивается в пространстве (дуга в свободной атмосфере). Типичным примером последнего является дуга с угольными электродами в воздухе (рис. 6). ВАХ

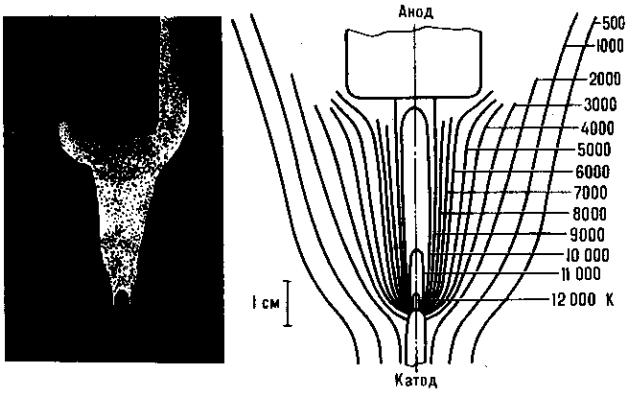


Рис. 6. Угольная дуга в воздухе при $i = 200$ А: слева — фотография, полученная с помощью метода Теплера; справа — измеренное поле температур.

столба и всей дуги падающая (рис. 7). Напряжение горения дуги складывается из напряжения на положит. столбе, пропорционального его длине, катодного ($V_к \sim 10$ В) и анодного падений напряжения. Когда на аноде образуется анодное пятно с $j \approx 5 \cdot 10^4$ А/см², анодное напряжение

резко уменьшается от $V_a \approx 40$ В до 10 В при $i \approx 15$—20 А. Из-за большой плотности тока анод в пятне испаряется (темп-ра ≈ 4200 К), при этом дуга «шипит».

Для мощных (10^2—10^3 кВт) электродуговых устройств важнейшей является проблема эрозии электродов, в особенности катода. Даже тугоплавкие материалы, такие как вольфрам, подвержены разрушению и испарению, в особенности в катодных пятнах, где плотность тока достигает 10^7 А/см^2. В катодных пятнах происходит термоавтоэлектронная эмиссия — сочетание действия темп-ры $T \approx 3000$—5000 К и полевой эмиссии ($E \gtrsim 10^7$ В/см). Катодные пятна всегда образуются в вакуумных дугах с металлич. электродами, используемых в вакуумных переключателях. В дугах высокого давления ($p \gtrsim 10$ атм) в Hg, Xe подавляющая часть джоулева тепла уносится излучением, что используется для изготовления дуговых ламп (см. *Источники оптического излучения*). В ряде приборов применяется низковольтная дуга низкого давления ($p \sim 1$ тор, $V \approx 10$—20 В, $i \sim 1$ А) с искусственно накаливаемым катодом.

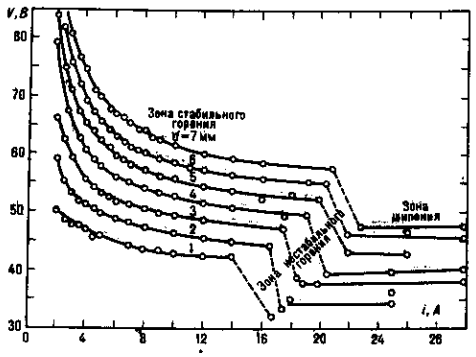


Рис. 7. ВАХ угольной дуги в воздухе; d — расстояние между электродами.

Высокочастотные разряды бывают двух типов: индукционные (ВЧИ) и ёмкостные (ВЧЕ). Безэлектродный ВЧИ-разряд обычно зажигают внутри диэлектрич. трубки, вставленной в катушку (достаточно и неск. витков), по к-рой пропускается ВЧ-ток (рис. 8, *а*). В этом случае перем. продольное магн. поле индуцирует в разрядной плазме кольцевые замкнутые поле E и токи. ВЧИ-разряды чаще зажигают при $p \approx 1$ атм. Плазма ВЧИ-разряда равновесна, подобно плазме столба дуги, $T \approx 8000$—11 000 К. В устройствах небольшой мощности (~ 1 кВт) тепло отводится за счёт теплопроводности к охлаждаемым стенкам; в мощных устройствах (~ 10—10^3 кВт) по трубке продувают газ со скоростью $u \sim 1$ м/с. Поток отжимает плазму от стенок и выносит тепло с плазменной струёй. Режим горения оптимален при таких темп-ре T, проводимости $\sigma(T)$ и радиусе плазменного столба R, что толщина скин-слоя $\delta = c/\sqrt{2\pi\sigma\omega}$, на к-рый ВЧ-поле проникает в проводник, меньше, но сравнима с $R \sim 1$—2 см.

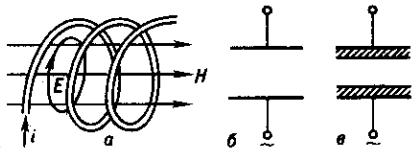


Рис. 8. Способы возбуждения ВЧ-разрядов: *а* — индукционный; *б* — ёмкостный; *в* — ёмкостный безэлектродный (изоляторы заштрихованы).

ВЧЕ-разряд при низких и ср. давлениях ($p \sim 10^{-1}$—10^2 тор) обычно зажигают, подавая ВЧ-напряжение на плоские электроды. Электроды могут быть и оголёнными, и изолированными от плазмы диэлектрич. пластинами (рис. 8, *б*, *в*). Весь разрядный объём в плоском промежутке заполнен малоподвижными ионами. На их фоне электроны совершают дрейфовые колебания, так что граница плазмы, где $n_e = n_+$, также перемещается, поочерёдно касаясь одной из твёрдых поверхностей. При этом обнажается ионный слой положит. пространственного заряда около противоположной поверхности. Нехватка электронов в промежутке, отчего и получаются приэлектродные слои, возникает из-за того, что находившиеся вблизи поверхностей электроны в самом начале либо уходят в металл, либо прилипают к изолирующим электроды пластинам.

Существуют две формы горения ВЧЕ-разряда. В α-форме приэлектродные слои практически лишены проводимости и плазменный ток замыкается на электроды токами смещения. Этому режиму соответствуют небольшие плотности тока $j \sim 10$ мА/см^2 при $p \sim 20$ тор. При достаточно сильном общем токе и плотности зарядов в плазме $n \gtrsim 10^{10}$ см$^{-3}$ (γ-форма горения разряда) происходит таунсендовский пробой слоёв и у обоих электродов образуются слои с ионным током и вторичной эмиссией (в т. ч. и с диэлектрика, откуда срываются прилипшие электроны), очень похожие на катодный слой тлеющего разряда. В этой форме разряда ток $j \sim 10^2$ мА/см^2, а толщина слоёв (при средних давлениях) на порядок меньше, чем в α-режиме, и близка к $d_н$ нормального тлеющего разряда. В этих слоях сочетаются ток проводимости и ток смещения. Когда ВЧ-напряжение подают на единств. электрод, возникает *факельный разряд*.

СВЧ-разряды зажигают в резонаторах, в диэлектрич. трубке, пересекающей волновод; в последнем случае обычно при $p = 1$ атм. Как и в ВЧИ-разряде, через трубку продувают газ. Разрядная плазма квазиравновесна, но темп-ра при мощностях ~ 1 кВт ~ 4000—6000 К. Она не поднимается выше, т. к. от сильнее ионизованной плазмы СВЧ-излучение отражается (см. также *Оптические разряды*).

Искровой разряд. Первой стадией этого разряда служит стримерный, а чаще лидерный пробой — прорастание тонкого плазменного канала от одного электрода к другому (см. *Стримеры, Пробой газа*). Потом канал превращается в искровой, способный пропустить сильный ток («короткое замыкание»). Важнейшим элементом искрового пробоя является стример, к-рый зарождается от мощной электронной лавины, в простейшем случае — около самого анода. Электроны, сосредоточенные вблизи переднего фронта лавины, уходят в анод, оставляя положительно заряженный ионный след. Возбуждённые в лавине молекулы испускают фотоны, к-рые производят фотоионизацию. Фотоэлектроны дают начало вторичным электронным лавинам, к-рые втягиваются в ионный след, являющийся источником сильного поля. Смешиваясь с ионами первичной лавины, электроны вторичных образуют плазму, а во вторичные ионные следы втягиваются лавины следующего поколения и т. д. Процесс происходит непрерывно, и от анода прорастает плазменный канал — стример.

Лавинно-стримерный переход может произойти лишь при сильном внеш. поле E_0, при к-ром поле пространственного заряда головки лавины достигает внешнего. Это случается, когда в лавине нарождается $N \approx \exp[\alpha(E_0)d] \sim 10^8$ электронов или $\alpha(E_0)d \approx 18$—20 (условие Мика). Радиус стримерного канала $r \sim 10^{-2}$—10^{-1} см; плотность зарядов в нём $n \sim 3N/4\pi r^3 \sim 10^{13}$—$10^{14}$ см$^{-3}$; ток стримера (нагнетание положит. заряда в канал и вершину) $i_c \sim 10^{-3}$—1 А; скорость роста стримера $v_c \sim 10^8$ см/с. Новые порции газа ионизуются благодаря сильному собств. полю стримерной вершины, и в этом смысле процесс — самоподдерживающийся. Но внеш. поле (4,7 кВ/см в канале в атм. воздухе) всё равно необходимо, ибо энергию поставляет источник тока. В воздухе из-за прилипания стримерный канал теряет свою проводимость на расстоянии $v_c/\nu_a \sim 10$ см от вершины. Поэтому перекрытие стримером воздушного промежутка с $d \gtrsim 20$ см к пробою не приводит. В этих случаях действует лидерный механизм.

Лидер — плазменный канал, прорастающий со скоростью $v_л \sim 10^6$ см/с, но обладающий гораздо более высокой проводимостью благодаря повыш. темп-ре газа

$T \gtrsim 5000$ К, что исключает прилипание. Лидерный ток $i_л \sim 1$ А складывается из токов множества стримеров, зарождающихся у лидерной вершины. Этот суммарный ток достаточен, чтобы нагреть воздух до $T \gtrsim 2500$ К, когда прекращается прилипание. Схема лидерного процесса в многометровом воздушном промежутке между стержневым анодом и заземлённой плоскостью (что типично для экспериментов) показана на рис. 9. Лидерный канал, обладая высокой проводимостью, в значит. мере переносит потенциал анода к вершине, где поле очень сильное, как около острия.

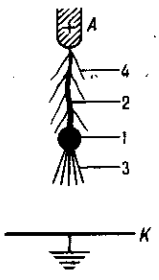


Рис. 9. Лидер: *1* — светящаяся головка ($r \sim 0{,}5$ см); *2* — канал ($r \sim 10^{-2} - 10^{-1}$ см); *3* — стримерная зона; *4* — остатки стримеров («чехол»).

Напряжение пробоя длинных промежутков (~ 10 м) достигает МВ, но ср. поля в промежутке ($E \sim 1$ кВ/см · атм — 1 В/см · тор) в десятки раз меньше, чем при таунсендовском пробое. Ионизация газа идёт только в областях сильного собств. поля лидерной и стримерных вершин. Когда лидер достигает заземлённого электрода, по его каналу, всё ещё находящемуся под высоким потенциалом, со скоростью $\sim 10^9$ см/с проходит обратная волна снятия напряжения (возвратный удар). Благодаря сильнейшему полю на фронте волны ионизация в канале резко возрастает и он превращается в искровой с равновесной плазмой при $T_e \approx T \approx 20\,000$ К.

При постепенном подъёме напряжения на стержневом электроде искровому пробою предшествует коронный разряд, напряжение зажигания к-рого ниже, чем напряжение пробоя.

Применения. Газовые разряды применяют в газосветных приборах, в электронных диодах с газовым наполнением, тиратронах, ртутных выпрямителях (игнитронах), в качестве стабилизаторов напряжения в счётчиках Гейгера ядерных частиц, в антенных переключателях, озонаторах, *магнитогидродинамических генераторах*. Широко используются электродуговая сварка, электродуговые печи для плавки металлов, дуговые коммутаторы. Получили большое распространение генераторы плотной равновесной низкотемпературной плазмы с $T \sim 10^4$ К, $p \sim 1$ атм — *плазмотроны* (дуговые, индукционные, СВЧ). В них продуванием холодного газа через соответствующий разряд получают плазменную струю. Тлеющий и ВЧЕ-разряды используют для создания активной среды в лазерах самой разл. мощности — от мВт до многих кВт, в плазмохимии. Эти и др. приложения, использование результатов исследований Э. р. в г. в технике высоких напряжений поставило физику газового разряда в ряд наук, к-рые служат фундаментом совр. техники.

Лит.: Грановский В. Л., Электрический ток в газе. Установившийся ток, М., 1971; Ховатсон А. М., Введение в теорию газового разряда, пер. с англ., М., 1980; Райзер Ю. П., Физика газового разряда, 2 изд., М., 1992. *Ю. П. Райзер.*

ЭЛЕКТРИ́ЧЕСКИЙ ПРОБО́Й диэлектриков и полупроводников — резкое падение их электрич. сопротивления при достаточно высоком приложенном к образцу напряжении (см. также *Пробой электрический*). Э. п. отличается от теплового пробоя тем, что на подготовит. стадии пробоя ни разогрев, ни хим. процессы не имеют существенного значения, а также малым временем развития пробоя, слабой зависимостью пробивного напряжения от темп-ры. Э. п. обусловлен ударной ионизацией атомов и молекул электронами. Электрон получает возможность ударной ионизации, если энергия U, передаваемая ему электрич. полем, оказывается больше энергии U', теряемой электроном при рассеянии на фононах, дефектах и примесях кристаллич. решётки. При этом электрон может ускоряться в электрич. поле до энергии, достаточной для ионизации атомов и молекул электронным ударом и тем самым для развития лавинного процесса.

Теория ударной ионизации основана на анализе *кинетического уравнения Больцмана*, решение к-рого даёт значение величины *электрической прочности* $E_{пр}$:

$$eE\frac{\partial f(\mathscr{E},\theta)}{\partial p_z} = \varphi_{рас} + \varphi_{ион} + \varphi_{возб} + \varphi_{рек}.$$

Здесь E — напряжённость электрич. поля в направлении oz, e — заряд электрона, p_z — проекция его импульса, $f(\mathscr{E},\theta)$ — ф-ция распределения электронов по энергии и направлениям импульса (θ — угол между $\boldsymbol{E}$ и $\boldsymbol{p}$), $\varphi_{рас}$, $\varphi_{ион}$, $\varphi_{возб}$, $\varphi_{рек}$ — изменение распределения f за счёт процессов рассеяния, ионизации, возбуждения и рекомбинации. Левая часть ур-ния представляет собой изменение ф-ции f при ускорении электронов электрич. полем. Отсутствие стационарного решения ур-ния соответствует Э. п. Критерием Э. п. выбраны равенство энергии электронов $U_{1/2}$, разделяющей совокупность электронов после акта ионизации на 2 равные половины, и энергии, соответствующей условию $U = U'$. При этом концентрация *электронов проводимости* будет возрастать при небольшом превышении напряжённости поля над значением $E_{пр}$, соответствующим этому критерию.

Зависимости $E_{пр}$ от темп-ры T для кристаллов NaCl, KBr совпадают с полученными экспериментально. Эксперимент позволил установить наличие минимума на зависимости напряжения пробоя $V_{пр}$ от толщины h кристаллов NaCl при $h \approx 1$ мкм (что соответствует кривой Пашена для электрич. пробоя газов), а также зависимость времени τ развития пробоя от h, к-рая, как и в газах, состоит из двух участков; на первом τ уменьшается с ростом h, затем резко спадает на 2—3 порядка. На втором участке τ растёт при увеличении h. Предполагалось, что второй участок соответствует т. н. однолавинно-стримерному пробою, а первый — многолавинно-стримерному пробою, при к-ром время развития пробоя включает и время «статистич. ожидания» попадания неск. лавин в одну область на аноде, чтобы суммарный объёмный заряд был достаточен для развития *стримера*.

В дальнейшем оказалось, что ширина зоны проводимости кристалла (см. *Зонная теория*) недостаточна для того, чтобы электрон смог приобрести энергию, необходимую для ударной ионизации в *диэлектриках*, обладающих широкой запрещённой зоной. Кроме того, теория ударной ионизации не даёт представления о самом процессе развития Э. п., а лишь определяет критерий пробоя и оценивает величину электрич. прочности.

Дальнейшее развитие теории Э. п. твёрдых диэлектриков и полупроводников основано на представлении о доменной неустойчивости. В сильных электрич. полях вольт-амперная характеристика (ВАХ) может иметь S-образную форму, что приведёт к *шнурованию тока*, или N-образную форму и это ведёт к образованию доменов сильного электрич. поля (см. *Ганна эффект*).

Регистрируя быстропротекающие процессы с большим разрешением по времени (до 10^{-9} с) и по координатам (до 1 мкм), *электронно-оптические преобразователи* и скоростная фоторегистрация (включая фотографирование с лазерной подсветкой) позволили наблюдать процесс образования и развития канала пробоя в диэлектрике, изучать распространение ударных волн и образование плазмы в канале пробоя. Обнаружено много сходного в развитии процесса пробоя в газах, жидких и твёрдых диэлектриках.

Э. п. полимеров может быть обусловлен сдавливанием полимерной плёнки (электромеханич. пробой), а также разрывом молекулярных цепей под действием сил электрич. поля на молекулы, приобретающие электрич. заряд в сильном электрич. поле. Последний механизм подтверждается снижением механич. прочности (в 6 и более раз) в электрич. поле с напряжённостью $2 \cdot 10^7$ В/м, существенно меньшей не только электрич. прочности

$E_{вр} \sim 10^8$ В/м, но и напряжённости возникновения частичных разрядов.

Лит.: Сканави Г. И., Физика диэлектриков. (Область сильных полей), М., 1958; Франц В., Пробой диэлектриков, пер. с нем., М., 1961; Воробьев А. А., Воробьев Г. А., Электрический пробой и разрушение твердых диэлектриков, М., 1966; Электрические свойства полимеров, под ред. Б. И. Сажина, 3 изд., Л., 1986; Верщинин Ю. Н., Зотов Ю. А., Перегревная неустойчивость в кристаллических изоляторах в предпробивном электрическом поле, «ФТТ», 1975, т. 17, в. 3, с. 826; Борисова М. Э., Койков С. Н., Физика диэлектриков, Л., 1979. *С. Н. Койков.*

ЭЛЕКТРИ́ЧЕСКИЙ ТОК — направленное движение носителей электрич. зарядов (электронов, ионов, дырок и т. п.). Количественно Э. т. характеризуется вектором *плотности электрического тока* $\boldsymbol{j}=qn\langle\boldsymbol{u}\rangle$, где q и n — заряд и концентрация носителей, $\langle\boldsymbol{u}\rangle$ — ср. скорость упорядоченного движения носителей (с учётом ф-ции распределения по скоростям или импульсам). Если ввести объёмную плотность заряда $\rho=qn$, то $\boldsymbol{j}=\rho\langle\boldsymbol{u}\rangle$. В системах с разнозарядовыми носителями производится векторное суммирование плотностей Э. т., обусловленных этими носителями. Интегральной характеристикой Э. т. является *сила тока* I, определяемая как поток вектора $\boldsymbol{j}$ через заданную площадку ΔS:

$$I=\int\limits_{\Delta S} \boldsymbol{j}d\boldsymbol{S}.$$

Ф-ции $\boldsymbol{j}(\boldsymbol{r},t)$ и $\rho(\boldsymbol{r},t)$ связаны ур-нием непрерывности:

$$\nabla\boldsymbol{j}+\frac{\partial\rho}{\partial t}=0.$$

В интегральной форме это ур-ние восходит к закону сохранения электрич. заряда:

$$I_S=\oint \boldsymbol{j}d\boldsymbol{S}=-\frac{\partial Q}{\partial t}=-\frac{\partial}{\partial t}\int\limits_V \rho dV$$

(S — поверхность, охватывающая объём V, Q — заряд объёма V), к-рый является одним из фундам. законов природы — отклонение от него не обнаружено ни в одном эксперименте или наблюдении. В пространственно-временной записи ур-ние непрерывности сводится к равенству нулю 4-дивергенции 4-тока, т. е. к утверждению, что 4-вектор плотности Э. т. всегда является чисто вихревым.

Помимо разделения Э. т. на *переменные токи* и *постоянные токи*, до нек-рой степени условно различают токи проводимости и *конвекционные токи*. К первым относят Э. т. в проводящих средах, где носители заряда (электроны, ионы, дырки в проводниках и полупроводниках, анионы и катионы в электролитах) перемещаются сами или эстафетно передают один другому импульсы внутри неподвижных макросред, испытывая индивидуальные или коллективные соударения с формирующими эти среды частицами (нейтралами, ионными решётками и т. п.). Для компенсации потерь и обеспечения протекания Э. т. (за исключением Э. т. в сверхпроводниках) необходимо прикладывать сторонние силы — обычно электрич. поле $\boldsymbol{E}$. При достаточно малых $\boldsymbol{E}$ почти всегда справедлива линейная связь между $\boldsymbol{j}$ и $\boldsymbol{E}$ (*Ома закон*); для линейных однородных изотропных сред $\boldsymbol{j}=\sigma\boldsymbol{E}$, $\sigma=\text{const}$. В общем случае *электропроводность* σ может зависеть от координат (неоднородные среды), направлений (анизотропные среды), внеш. магн. поля, изменяться со временем (параметрич. среды) и т. п. С увеличением напряжённости $\boldsymbol{E}$ электропроводность любой среды становится нелинейной: $\sigma=\sigma(\boldsymbol{E})$. Напр., под действием поля $\boldsymbol{E}$ даже в исходно нейтральных (непроводящих) газах может возникать лавинно возрастающая ионизация — пробой (см. *Лавина электронная*) с прохождением иногда весьма значительных Э. т. В естественных земных условиях разряды в грозовых облаках характеризуются Э. т. до 10^5 А. Обычно это достигается в гл. стадии молнии, называемой обратным ударом, когда основной лидер заканчивает «прокладку» проводящего тракта до самой Земли.

В технике важное значение имеют токовые цепи, состоящие из последовательных и параллельных соединений тонких проводников (называемых линейными по их геом. признакам) со включёнными сосредоточенными элементами: ёмкостями, сопротивлениями, транзисторами, переключателями и т. п. Иногда говорят о сильноточных и слаботочных системах в зависимости от назначения соответствующих устройств — передачи (преобразования) больших энергий или переработки информации. Распределение Э. т. в линейных цепях подчинены *Кирхгофа правилам*. При отсутствии нелинейных элементов справедливы *взаимности принцип* и различные его разновидности.

К собственно конвекционным Э. т. относятся в осн. токи в электронных и ионных пучках, транспортируемые или дрейфующие в вакуумных полостях. Для пучков с некомпенсированным пространственным зарядом расталкивающее кулоновское поле ограничивает длину транспортировки (если, конечно, не приняты надлежащие меры по его фокусировке внешними, а иногда и собственными полями). Однако магн. поле пучка всегда меньше собственного кулоновского электрич. поля и магн. самофокусировка (*пинч-эффект*) возможна только при наличии компенсации поля пространственного заряда (напр., электронные пучки в квазинейтральной плазме). При этом бывает уже совсем трудно отличить токи проводимости от конвекционных. При нек-рых значениях Э. т. пучка носители зарядов «вмораживаются» в собственное магн. поле Э. т. и транспортировка пучка прекращается. Этот Э. т. наз. предельным током Альвена I_A. Для сплошного пучка $I_A \approx I_0\gamma\beta$, где $\beta=u/c$, $\gamma=(1-\beta^2)^{-1/2}$, u — скорость носителей. Для электронов величина $I_0=mc^3/e=17{,}04$ кА и является одним из универсальных характеристических значений Э. т., выражаемых через фундаментальные постоянные. Это Э. т., равный изменению заряда на величину e за время $t=r_e/c$, где r_e — *классический радиус электрона*. Ток I_0 фигурирует во всех выражениях, описывающих поведение интенсивных *электронных пучков*, и в принципе является исходной единицей Э. т. в соответствующей безразмерной системе единиц. *Н. Ф. Ковалёв, М. А. Миллер.*

ЭЛЕКТРИ́ЧЕСКОЕ ПО́ЛЕ — векторное поле, определяющее силовое воздействие на заряж. частицы, не зависящее от их скоростей. Э. п. является одной из компонент единого *электромагнитного поля*.

В электродинамич. вакууме свойства Э. п. полностью описываются *напряжённостью электрического поля* $\boldsymbol{E}(t,\boldsymbol{r})$.

Сила, действующая на заряд q со стороны Э. п., равна $\boldsymbol{F}=q\boldsymbol{E}$. Кроме того, на движущийся заряд действует ещё и сила со стороны *магнитного поля* (см. *Лоренца сила*).

Различают потенциальную $\boldsymbol{E}_p$ и вихревую (соленоидальную) $\boldsymbol{E}_s$ компоненты Э. п. ($\boldsymbol{E}=\boldsymbol{E}_p+\boldsymbol{E}_s$). Источником потенц. полей являются заряды:

$$\operatorname{div}\boldsymbol{E}_p=4\pi\rho(t,\boldsymbol{r}),\ \operatorname{rot}\boldsymbol{E}_p=0,$$

где ρ — плотность электрич. заряда.

Вихревая составляющая Э. п. возникает при изменении во времени магн. поля:

$$\operatorname{rot}\boldsymbol{E}_s=-\frac{1}{c}\frac{\partial\boldsymbol{B}}{\partial t},\ \operatorname{div}\boldsymbol{E}_s=0,$$

где $\boldsymbol{B}$ — *магнитной индукции* вектор.

При макроскопич. описании эл.-магн. явлений в материальных средах силовой характеристикой Э. п. остаётся вектор напряжённости $\boldsymbol{E}(t,\boldsymbol{r})$, являющийся результатом усреднения по физически малому объёму и характерным временам микропульсаций вакуумного Э. п. e ($\boldsymbol{E}=\langle e\rangle$) (см. *Лоренца — Максвелла уравнения*). Другой усреднённой характеристикой Э. п. в среде является вектор электрической индукции $\boldsymbol{D}(t,\boldsymbol{r})=\boldsymbol{E}+4\pi\boldsymbol{P}$, где $\boldsymbol{P}$ — плотность электрич. дипольного момента среды. Связь между $\boldsymbol{D}$ и $\boldsymbol{E}$ устанавливается материальным ур-нием — в общем случае интегральным нелинейным соотношением. В приближении слабых полей, когда нелинейными эффектами можно пренебречь, материальное ур-ние имеет вид

$$D_\alpha(t,\boldsymbol{r})=\int\limits_{-\infty}^{t}\int\limits_{V}\hat{\varepsilon}_{\alpha\beta}(t,\boldsymbol{r};t',\boldsymbol{r}')E_\beta(t',\boldsymbol{r}')dt'dV',$$

где интегрирование производится по объёму светового конуса $|\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}'|<c(t-t')$, $\hat{\varepsilon}_{\alpha\beta}$ — комплексный тензор *диэлектрической проницаемости* (α, $\beta=1, 2, 3$). Для гармонических $\exp(i\omega t-i\boldsymbol{kr})$-процессов материальное ур-ние упрощается:

$$D_i(\omega,\boldsymbol{k})=\varepsilon_{ij}(\omega,\boldsymbol{k})E_j(\omega,\boldsymbol{k}),$$

где зависимости тензора диэлектрич. проницаемости среды $\varepsilon(\omega, \boldsymbol{k})$ от циклич. частоты ω и волнового вектора $\boldsymbol{k}$ определяют соответственно временну́ю и пространственную дисперсии среды.

В СИ вектор индукции $\boldsymbol{D}$ вводится и для вакуума: $\boldsymbol{D}=\varepsilon_0\boldsymbol{E}$, где ε_0 — электрич. проницаемость вакуума; однако двухвекторное описание Э. п. в вакууме не является физически содержательным. *М. А. Миллер, Г. В. Пермитин.*

ЭЛЕКТРИ́ЧЕСКОЕ СОПРОТИВЛЕ́НИЕ — 1) физ. величина, характеризующая противодействие проводника или электрич. цепи электрическому току. Э. с. определяется как коэф. пропорциональности R между разностью потенциалов U и силой пост. тока I в *Ома законе* для участка или замкнутой цепи проводников. Для однородного по составу проводника с пост. сечением S и длиной l т. н. активное, или омическое, Э. с. $R=\rho l/S$, где $\rho=1/\sigma$ — удельное Э. с., характеризующее материал проводника, σ — электропроводность (физ. механизмы, определяющие значения ρ или σ и их зависимость от темп-ры, см. в ст. *Электропроводность*).

В цепях перем. тока полное Э. с. определяется помимо активной составляющей также т. н. реактивной составляющей Э. с., зависящей от *индуктивности* и *ёмкости электрической* (см. *Импеданс*) цепи. Единица Э. с. в СИ — Ом.

2) Структурный элемент электрич. цепи, включаемый в цепь для ограничения или регулирования силы тока. Наличие активного Э. с. приводит к диссипации (рассеянию) электрич. энергии и переходу её в тепловую (см. *Джоуля — Ленца закон*).

ЭЛЕКТРОАКУ́СТИКА — раздел прикладной акустики, содержание к-рого составляют теория, методы расчёта и конструирование *электроакустических преобразователей*. Часто к Э. относят теорию и методы расчёта электромеханич. преобразователей (звукоснимателей, рекордеров, виброметров, электромеханич. фильтров и трансформаторов и др.), связанных с электроакустич. преобразователями общностью физ. механизма, методом расчёта и конструирования. Э. тесно связана также со многими др. разделами прикладной акустики, поскольку рассматриваемые ею электроакустич. преобразователи либо органически входят в состав разл. акустич. аппаратуры (напр., при звукозаписи и воспроизведении звука, в УЗ-дефектоскопии и технологии, в гидроакустике, акустич. голографии), либо широко применяются при эксперим. исследованиях (напр., в архитектурной и строит. акустике, медицине, геологии, океанографии, сейсморазведке, при измерении шумов). Осн. задачи Э. — установление соотношений между сигналами на входе и выходе преобразователя и отыскание условий, при к-рых преобразование осуществляется наиб. эффективно или с мин. искажениями.

Э. как самостоят. раздел прикладной акустики сложилась в 1-й пол. 20 в. Первые работы по расчётам электроакустич. преобразователей относятся к кон. 19 — нач. 20 вв. и связаны с развитием телефонии, исследованиями колебаний пьезоэлектрич. и магнитострикц. резонаторов. Существенным для прогресса Э. явилось создание метода электроакустич. аналогий и эквивалентных схем, использование метода электромеханич. многополюсников и метода эквивалентных схем для систем с распределёнными параметрами, амплитуда колебаний к-рых существенно зависит от их координат аналогично электрич. длинным линиям (см. *Линии передачи*) и *волноводам*.

Лит.: Фурдуев В. В., Электроакустика, М.—Л., 1948; Физическая акустика, под ред. У. Мэзона, пер. с англ., т. 1, ч. А—Б, М., 1966—67; Скучик Е., Основы акустики, пер. с англ., т. 1—2, М., 1976. *Р. Е. Пасынков.*

ЭЛЕКТРОАКУСТИ́ЧЕСКИЕ ПРЕОБРАЗОВА́ТЕЛИ — устройства, преобразующие эл.-магн. энергию в энергию *упругих волн* в среде и обратно. В зависимости от направления преобразования различают Э. п.: излучатели и приёмники. Э. п. широко используют для излучения и приёма звука в технике связи и звуковоспроизведения, для измерения и приёма упругих колебаний в УЗ-технике, гидроакустике и в акустоэлектронике. Наиб. распространённые Э. п. линейны, т. е. удовлетворяют требованию неискажённой передачи сигнала, и обратимы, т. е. могут работать и как излучатели, и как приёмники, и подчиняются *взаимности принципу*. В большинстве Э. п. имеет место двойное преобразование энергии: электромеханическое, в результате к-рого часть подводимой к преобразователю электрич. энергии переходит в энергию колебаний нек-рой механич. системы, и механоакустическое, при к-ром колебания механич. системы в среде создают *звуковое поле*.

Существуют Э. п., не имеющие механич. колебат. системы и создающие колебания непосредственно в среде, напр. электроискровой излучатель, возбуждающий интенсивные звуковые колебания в результате искрового разряда в жидкости, излучатель, действие к-рого основано на *электрострикции* жидкостей. Эти излучатели необратимы и применяются редко. К особому классу Э. п. относятся приёмники звука (также необратимые), основанные на изменении электрич. сопротивления чувствит. элемента под влиянием звукового давления, напр. угольный микрофон или полупроводниковые приёмники, в к-рых используется *тензорезистивный эффект*. Когда Э. п. служит излучателем, на его входе задаются электрич. напряжение U и ток i, определяющие его колебат. скорость v и *звуковое давление* p в создаваемом им поле; на входе Э. п.-приёмника действует давление p или колебат. скорость v, обусловливающие напряжение V и ток I на его выходе. Теоретич. расчёт Э. п. устанавливает связь между его входными и выходными параметрами.

Колебат. механич. системами Э. п. могут быть стержни, пластинки, оболочки разл. формы (полые цилиндры, сферы, совершающие разл. вида колебания), механич. системы более сложной конфигурации. Колебат. скорости и деформации, возникающие в системе под воздействием сил, распределённых по её объёму, могут, в свою очередь, иметь достаточно сложное распределение. В ряде случаев, однако, в механич. систему можно указать элементы, колебания к-рых с достаточным приближением характеризуются только кинетич. и потенц. энергиями и энергией механич. потерь. Эти элементы имеют характер соответственно массы M, упругости $1/C$ и активного механич. сопротивления r (т. н. *системы с сосредоточенными параметрами*). Часто реальную систему удаётся искусственно свести к эквивалентной ей (в смысле баланса энергий) системе с сосредоточенными параметрами, определив т. н. эквивалентные массу $M_{экв}$, упругость $1/C_{экв}$ и сопротивление трению $r_м$. Расчёт механич. систем с сосредоточенными параметрами может быть произведён методом электромеханич. аналогий. В большинстве случаев при электромеханич. преобразовании преобладает преобразование в механич. энергию энергии либо электрического, либо магн. полей (и обратно), соответственно чему обратимые Э. п. могут быть разбиты на след. группы: электродинамические преобразователи, действие к-рых основано на электродинамич. эффекте (излучатели) и эл.-магн. индукции (приёмники), напр. громкоговоритель, микрофон; электростатические преобразователи, действие к-рых основано на изменении силы притяжения обкладок конденсатора при изменении напряжения на нём и на изменении заряда или напряжения при относит. перемещении обкладок конденсатора (громкоговорители, микрофоны); *пьезоэлектрические преобразователи*, основанные на прямом и обратном пьезоэффекте (см. *Пьезоэлектрики*); электромагнитные преобразователи, основанные на колебаниях ферромагн. сердечника в перем. магн. поле и изменении магн. потока при движении сердечника;

магнитострикционные преобразователи, использующие прямой и обратный эффект *магнитострикции*.

Свойства Э. п.-приёмника характеризуются его чувствительностью в режиме холостого хода $\gamma_{xx}=V/p$ и внутр. сопротивлением $Z_{эл}$. По виду частотной зависимости V/p различают широкополосные и резонансные приёмники. Работу Э. п.-излучателя характеризуют: чувствительность, равная отношению p на определ. расстоянии от него на оси характеристики направленности к U или i; внутр. сопротивление, представляющее собой нагрузку для источника электрич. энергии; акустоэлектрич. кпд $\eta_{ак/эл}=W_{ак}/W_{эл}$, где $W_{ак}$ — активная излучаемая акустическая мощность, $W_{эл}$ — активная электрич. потребляемая мощность, $W_{ак}=Z_{н}v_0^2$ (v_0 — колебат. скорость точки центра приведения на излучающей поверхности, $Z_{н}$ — механич. сопротивление акустич. нагрузки, равное сопротивлению излучения Z_s, при контакте Э. п. со сплошной средой). Перечисленные параметры зависят от частоты. Величины p и $\eta_{ак/эл}$ достигают макс. значения на частотах механич. резонанса, вследствие чего мощные излучатели делают, как правило, резонансными. Конструкции Э. п. существенно зависят от их назначения и применения и поэтому весьма разнообразны.

Лит.: Фурдуев В. В., Электроакустика, М.—Л., 1948; Харкевич А. А., Теория преобразователей, М.—Л., 1948; Матаушек И., Ультразвуковая техника, пер. с нем., М., 1962; Ультразвуковые преобразователи, пер. с англ., М., 1972.

Б. С. Аронов, Р. Е. Пасынков.

ЭЛЕКТРОАКУСТИ́ЧЕСКОЕ ЭХО (фононное, или поляризационное, эхо) — появление дополнит. радиоимпульсов при воздействии на *пьезоэлектрик* двух или более радиоимпульсов. Э. э. — нелинейный эффект, наблюдаемый в пьезоэлектрич. монокристаллах, иногда в порошках пьезоэлектрич. кристаллов. Различают двухимпульсное и трёхимпульсное Э. э.

Для наблюдения двухимпульсного Э. э. исследуемый кристалл *2* (рис. 1) помещают в ёмкостный зазор

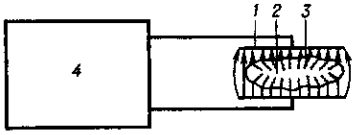


Рис. 1. Схема наблюдения электроакустического эха в пьезоэлектрическом кристалле, помещённом в электрическое поле: *1* — конденсатор; *2* — кристалл; *3* — акустические волны; *4* — импульсный ЯМР-спектрометр.

СВЧ-резонатора или между обкладками конденсатора *1*, включённого в контур ВЧ-генератора ЯМР-спектрометра *4*. В момент времени $t=0$ на образец подаётся сигнал — радиоимпульс с частотой заполнения ω, а через промежуток времени τ — второй импульс с частотой 2ω. Эффект Э. э. состоит в появлении дополнит. сигнала (отклика) с частотой ω через время τ после подачи второго импульса. Этот отклик может быть задержан на любой, достаточно большой промежуток времени, не кратный времени прохождения звуковой волны в кристалле.

Механизм эффекта двухимпульсного Э. э. состоит в следующем. Радиоимпульс в момент $t=0$ (рис. 2, *а*) возбуждает с поверхности пьезокристалла УЗ-волны, к-рые распространяются в глубь кристалла. Частота этих волн равна ω, волновой вектор равен k, а амплитуда зависит от анизотропии пьезоэлектрич. свойств и упругости кристалла, его ориентации в электрич. поле конденсатора, качества обработки поверхности и амплитуды возбудившего их электрич. поля. Поле радиоимпульса с частотой 2ω, подаваемого в момент времени τ, взаимодействует нелинейно с системой бегущих УЗ-волн. Это взаимодействие обусловлено нелинейностью пьезоэффекта. Как видно из дисперсионной диаграммы (рис. 3, *а*), взаимодействие прямой аку-

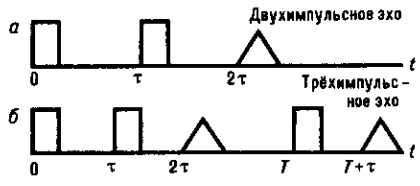


Рис. 2. Временно́е распределение импульсов двухимпульсного (*а*) и трёхимпульсного (*б*) электронного эха.

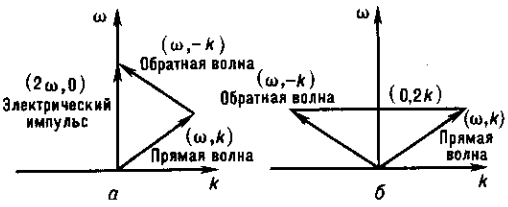


Рис. 3. Дисперсионные диаграммы, поясняющие образование двухимпульсного (*а*) и трёхимпульсного (*б*) электроакустического эха.

стич. волны (ω, k) и внеш. электрич. поля (2ω, 0) приводит к генерации обратной волны (ω, $-k$). Поэтому второй импульс с частотой 2ω в момент τ меняет направление распространения всех акустич. волн на обратное, а ещё через один промежуток времени τ эти волны приходят в исходные точки, т. е. на поверхность пьезоэлектрич. кристалла, причём в момент прихода все волны вновь находятся в фазе. На поверхности кристалла происходит преобразование акустич. волн (ω, k) в электрич. сигнал с частотой ω, к-рый и воспринимается как отклик, т. е. сигнал Э. э. Амплитуда последнего зависит от эффективности преобразования переменного поля в УЗ-колебания и обратно, от затухания УЗ-волн в кристалле, а также от степени нелинейности. Форма импульса определяется анизотропией линейных и нелинейных пьезоэлектрич. коэффициентов. При увеличении времени задержки τ амплитуда импульса Э. э. уменьшается, т. к. увеличивается время пробега ультразвукового импульса и его затухание в кристалле. В принципе, величина τ может быть значительно больше времени пробега звука в кристалле в одном направлении, т. е. волна до поворота её вторым импульсом может испытывать многократные отражения. Такой эффект наблюдается в пьезоэлектрич. порошках. Понижение темп-ры снижает поглощение УЗ-волн и, следовательно, увеличивает сигнал Э. э.

Трёхимпульсное эхо наблюдается примерно по такой же схеме, но в этом случае, помимо второго импульса в момент τ (рис. 2, *б*), на кристалл подаётся ещё третий импульс в момент T с частотой 2ω. При этом отклик наблюдается в момент $T+\tau$. Временна́я структура наблюдаемых в этом случае сигналов более сложна. При этом, как и раньше, первый импульс возбуждает с поверхности пьезоэлектрика УЗ-волны, распространяющиеся по всем направлениям в глубь кристалла. Второй импульс в момент τ производит две операции: возбуждает, как и первый, УЗ-волны и меняет на обратное направление распространения акустич. волн, возбуждённых первым импульсом. Т. о., в кристалле навстречу друг другу распространяются прямые и обратные волны, нелинейное взаимодействие к-рых приводит к появлению в пространстве взаимодействия постоянной составляющей, как это следует из дисперсионной диаграммы (рис. 3, *б*). При наличии в кристалле примесей постоянная составляющая выводит их из состояния равновесия, и т. о. в пространстве фиксируется информация о взаимодействии прямой и обратной волн. Третий импульс в момент времени T воздействует на неоднородные в пространстве примесные состояния и возбуждает акустич. волну, к-рая от этих примесей распространяется к поверхности кристалла, где благодаря пьезоэффекту восстанавливается в виде электрич. сигнала. При этом время T должно быть меньше времени релаксации, в течение к-рого восстанавливается равновесное распределение примесей, нарушен-

ное взаимодействием волн. При низких темп-рах время T может достигать ~ 1 мес.

С физ. точки зрения эффекты двухимпульсного и трёхимпульсного эха подобны явлениям генерации обратной волны и акустич. памяти (см. *Акустоэлектроника*). Однако детальная картина Э. э. значительно сложнее. Эксперименты по Э. э. проводят на частотах от неск. десятков МГц до неск. ГГц. В пьезоэлектрич. порошках сигнал отклика возрастает на резонансных частотах частиц порошка. Эффект Э. э. типичен для акустоэлектроники в том смысле, что преобразование электрич. сигналов осуществляется посредством акустич. волн. Он может найти применение в системе обработки радиосигналов. *В. Е. Лямов.*

ЭЛЕКТРОВА́КУУМНЫЕ ПРИБО́РЫ — приборы, в к-рых перенос тока осуществляется электронами или ионами, движущимися между электродами через высокий вакуум или газ внутри газонепроницаемой оболочки.

Э. п. разделяются на два больших класса: электронные приборы и *ионные приборы*. В электронных приборах перенос электрич. заряда в междуэлектродном пространстве обусловливается движением эмитированных катодом свободных электронов в высоком вакууме. В газоразрядных (ионных) приборах в переносе электрич. заряда участвуют как электроны, так и тяжёлые заряж. частицы — ионы, образующиеся при взаимодействии электронов, движущихся в электрич. поле, с атомами газа, заполняющего прибор.

Одной из особенностей прохождения тока в Э. п. является нелинейная зависимость величины тока, протекающего через прибор, от величины приложенного напряжения — нелинейная *вольт-амперная характеристика*, к-рая для электронных приборов во мн. случаях может быть описана показательной ф-цией. Характеристики газоразрядных приборов имеют разнообразные виды: растущие, падающие, разрывные и др. Мн. виды Э. п. обладают односторонней проводимостью — условия прохождения тока резко изменяются при изменении полярности приложенного напряжения.

Величиной проходящего через Э. п. тока можно управлять в широких пределах — от «запирания» (нуля) до максимально возможного для данного прибора значения, причём практически без затраты энергии.

Электронные Э. п. практически безынерционны, т. е. изменение тока, протекающего через прибор, происходит почти мгновенно при изменении приложенного напряжения. Это определяется тем, что электроны, движущиеся в электрич. поле в свободном пространстве (высоком вакууме), могут приобретать скорость, близкую к скорости света: при прохождении в ускоряющем поле с разностью потенциалов 100 кВ скорость электрона составляет $\sim(2/3)c$. При таких скоростях время пролёта электроном междуэлектродного пространства составляет $\leqslant 10^{-10}-10^{-9}$ с, что позволяет считать Э. п. приборами мгновенного действия.

Большинство Э. п. является преобразователями информации (сигналов) — и по виду преобразуемой энергии, и по параметрам преобразования.

По виду преобразуемой энергии Э. п. разделяются на группы: преобразующие электрич. сигналы в электрические с др. параметрами; преобразующие электрич. сигналы в оптические (световые); оптические — в электрические; оптические — в оптические с др. параметрами.

Э. п. могут преобразовывать величину (амплитуду) сигнала, осуществляя усиление напряжения, тока, мощности, яркости оптич. изображения и т. п. в весьма широком диапазоне изменения величины преобразуемого сигнала, напр. по мощности — от долей Вт до десятков МВт. Э. п. могут преобразовывать сигналы по частоте, осуществляя генерирование ВЧ- и СВЧ-колебаний, детектирование, выпрямление перем. тока (также в очень широком диапазоне — от нуля до десятков ГГц). Ряд Э. п. применяется для переключения (коммутации) электрич. цепей больших мощностей и высокого напряжения с помощью маломощных управляющих сигналов.

К Э. п., преобразующим электрич. сигналы в электрические с др. параметрами, относятся *электронные лампы*, электронные приборы СВЧ-диапазона (*клистроны, магнетроны, лампа бегущей волны, лампа обратной волны*), запоминающие электронно-лучевые трубки, нек-рые газоразрядные приборы (ртутные вентили, газотроны, тиратроны дугового и тлеющего разрядов). Приборами, преобразующими электрич. сигналы в оптические, являются приёмные электронно-лучевые трубки (осциллографич., индикаторные, кинескопы), электронно-световые индикаторы напряжения, лампы накаливания, газоразрядные источники света, в т. ч. люминесцентные лампы (см. *Источники оптического излучения*). Преобразование оптических (световых) сигналов в электрические осуществляется вакуумными *фотоэлементами*, фотоэлектронными умножителями, передающими телевиз. трубками (диссекторами, суперортиконами, видиконами и др.). Преобразование оптич. сигналов в оптические с др. параметрами происходит с помощью *электронно-оптических преобразователей*, усилителей яркости, усилителей рентгеновского изображения.

К Э. п. относятся также стабилизаторы тока (бареттеры), газоразрядные стабилизаторы напряжения (стабилитроны) и механотроны — приборы, преобразующие механич. параметры (изменение расстояния между электродами, давление, ускорение, амплитуду и частоту вибраций) в электрич. сигналы.

Лит.: Тягунов Г. А., Электровакуумные и полупроводниковые приборы, М.—Л., 1962; Электронные приборы, под ред. Г. Г. Шишкина, 4 изд., М., 1989; Кацнельсон Б. В., Калугин А. М., Ларионов А. С., Электровакуумные электронные и газоразрядные приборы. Справочник, 2 изд., М., 1985.

А. А. Жигарев.

ЭЛЕКТРОГИРА́ЦИЯ — возникновение или изменение *оптической активности* в кристаллах под действием электрич. поля. Напр., в центросимметричном кристалле $PbMoO_4$ при напряжённости поля 10 кВ возникает оптич. активность, дающая удельное *вращение плоскости поляризации* света $\sim 5^\circ$ см$^{-1}$ на длине волны $\lambda = 400$ нм. В кристаллах кварца обнаружена квадратичная зависимость Э. от напряжённости поля. В нек-рых сегнетоэлектриках (напр., $5PbO \cdot 3GeO_2$) от напряжённости поля зависит знак оптич. активности. В области темп-р фазового перехода Э. в сегнетоэлектриках обычно выше, чем Э. в диэлектриках.

Лит.: Агранович В. М., Гинзбург В. Л., Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии и теория экситонов, 2 изд., М., 1979; Федоров Ф. И., Теория оптической активности кристаллов, «УФН», 1972, т. 108, в. 4, с. 762.

И. С. Желудев.

ЭЛЕКТРОДВИ́ЖУЩАЯ СИ́ЛА (эдс) — феноменологическая характеристика источников тока. Введена Г. Омом (G. Ohm) в 1827 для цепей пост. тока и определена Г. Кирхгофом (G. Kirchhoff) в 1857 как работа «сторонних» сил при переносе единичного электрич. заряда вдоль замкнутого контура. Затем понятие эдс стали трактовать более широко — как меру удельных (на единицу переносимого током заряда) преобразований энергии, осуществляемых в квазистационарных [см. *Квазистационарное (квазистатическое) приближение*] электрич. цепях не только «сторонними» источниками (гальваніч. батареями, аккумуляторами, генераторами и т. п.), но и «нагрузочными» элементами (электромоторами, аккумуляторами в режиме зарядки, дросселями, трансформаторами и т. п.).

Полное назв. величины — Э. с. — связано с механич. аналогиями процессов в электрич. цепях и применяется редко; более употребительным является сокращение — эдс. В СИ эдс измеряется в вольтах (В); в гауссовой системе (СГСЭ) единица эдс спец. названия не имеет (1 СГСЭ $\approx$ 300 В).

В случае квазилинейного пост. тока в замкнутой (без разветвлений) цепи мощность суммарного притока эл.-магн. энергии, вырабатываемой источниками, полностью расходуется на выделение тепла (см. *Джоулевы потери*):

$$\mathscr{E} \cdot I = R \cdot I^2, \qquad (*)$$

где $\mathscr{E}$ — эдс в проводящем контуре, I — ток, R — сопротивление (знак эдс, как и знак тока, зависит от выбора направления обхода по контуру).

При описании квазистационарных процессов в электрич. цепях в ур-нии энергетич. баланса (*) необходим учёт изменений накопленной магнитной W^m и электрической W^e энергий:

$$\mathscr{E} \cdot I = R \cdot I^2 + dW^m/dt + dW^e/dt.$$

При изменении магн. поля во времени возникает вихревое электрич. поле E_s, циркуляцию к-рого вдоль проводящего контура принято называть эдс *электромагнитной индукции*:

$$dW^m/dt = -\mathscr{E}_{em} \cdot I = -I \cdot \oint E_s dl.$$

Изменения электрич. энергии существенны, как правило, в тех случаях, когда цепь содержит элементы с большой электрич. ёмкостью, напр. конденсаторы. Тогда $dW^e/dt = \Delta U \cdot I$, где ΔU — разность потенциалов между обкладками конденсатора.

Допустимы, однако, и др. интерпретации энергетич. превращений в электрич. цепи. Так, напр., если в цепь перем. гармонич. тока включён соленоид с индуктивностью L, то взаимные превращения электрич. и магн. энергий в нём могут быть охарактеризованы как эдс эл.-магн. индукции $\mathscr{E}_{em} = -L \cdot dI/dt$, так и падением напряжения на эффективном реактивном сопротивлении Z_L (см. *Импеданс*): $U_L = Z_L \cdot I = -\mathscr{E}_{em}$. В движущихся в магн. поле телах (напр., в якоре униполярного индуктора) даже работа сил сопротивления может давать вклад в эдс.

В разветвлённых цепях квазилинейных токов соотношение между эдс и падениями напряжения на участках цепи, составляющих замкнутый контур, определяется вторым *Кирхгофа правилом*.

Эдс является интегральной характеристикой замкнутого контура, и в общем случае нельзя строго указать место её «приложения». Однако довольно часто эдс можно считать приближённо локализованной в определённых устройствах или элементах цепи. В таких случаях её принято считать характеристикой устройства (гальванич. батареи, аккумулятора, динамо-машины и т. п.) и определять через разность потенциалов между его разомкнутыми полюсами. По типу преобразований энергии в этих устройствах различают следующие виды эдс: химическая эдс в гальванич. батареях, ваннах, аккумуляторах, при коррозионных процессах (гальваноэффекты), фотоэлектрическая эдс (фотоэдс) при внеш. и внутр. фотоэффекте (фотоэлементы, фотодиоды); электромагнитная эдс — эдс эл.-магн. индукции (динамо-машины, трансформаторы, дроссели, электромоторы и т. п.); электростатическая эдс, возникающая, напр., при механич. трении (электрофорные машины, электризация грозовых облаков и т. п.); пьезоэлектрическая эдс — при сдавливании или растяжении пьезоэлектриков (пьезодатчики, гидрофоны, стабилизаторы частоты и т. п.); термоионная эдс, связанная с термоэмиссией заряж. частиц с поверхности разогретых электродов; термоэлектрическая эдс (*термоэдс*) — на контактах разнородных проводников (*Зеебека эффект* и *Пельтье эффект*) либо на участках цепи с неоднородным распределением темп-ры (*Томсона эффект*). Термоэдс используют в термопарах, пирометрах, холодильных машинах.

М. А. Миллер, Г. В. Пермитин.

ЭЛЕКТРОДИНА́МИКА классическая.

Содержание

Исходные представления 519
Особенности динамики поля с источниками 521
Внутренние противоречия (неклассические проблемы) 523
Законы сохранения и ненаблюдаемость потенциалов 526
Классическая электродинамика в искривлённом пространстве-времени 527
Макроскопическая электродинамика 528

Классическая Э. — область физики, в к-рой изучаются классические (неквантовые) свойства эл.-магн. поля и движения электрич. и (гипотетич.) магн. зарядов, взаимодействующих друг с другом посредством этого поля. Одна из наиболее развитых областей физики, Э. представляется широким набором различных постановок задач и их характерных решений, приближённых методов и частных случаев, объединённых общими исходными законами и ур-ниями. Последние, составляя главную, центральную часть классической Э., подробно рассмотрены в *Максвелла уравнениях*. В настоящей статье излагаются лишь основные принципы Э., скелет её построения и периферийные отношения с др. областями физики, так или иначе граничащими с Э.

Исходные представления

Основы Э. заложены в 18—19 вв.: сначала в пределах электростатики, магнитостатики и токовой статики, а затем — после открытия явлений магн. действия электрич. токов Х. Эрстедом (H. Oersted, 1820) и эл.-магн. индукции М. Фарадеем (M. Faraday, 1831) — на базе исследований эл.-магн. взаимодействий зарядов и токов. Ур-ния для взаимосвязанных электрич. и магн. полей, возбуждаемых источниками (зарядами и токами), найдены Дж. Максвеллом (J. Maxwell, 1864—73) и стали общепринятыми после обнаружения эл.-магн. волн Г. Герцем (H. Hertz, 1888). В результате Э. слилась с оптикой. Формирование принципов Э. в осн. завершилось в нач. 20 в. Были открыты дискретные электрич. заряды — отрицательно заряженный электрон (Дж. Дж. Томсон, J. J. Thomson, 1897) и положительно заряженные ядра атомов (Э. Резерфорд, E. Rutherford, 1903—11). На основе ур-ний Максвелла и ур-ний Ньютона с силой Лоренца развиты представления об электронном строении вещества и в ходе анализа Э. движущихся сред построена спец. теория относительности. Она естеств. образом (с позиций классич. Э.) объяснила релятивистские оптич. эффекты и отвергла необходимость существования эфира для распространения эл.-магн. волн.

В дальнейшем фундам. исследования в Э. переместились в квантовую релятивистскую область. В частности, только квантовая Э. объяснила устойчивость вещества, ибо по законам классич. Э. ускоренно движущиеся электроны в атомах должны были бы непрерывно растрачивать энергию на излучение и в конце концов упасть на ядра. Вместе с тем при учёте квантового характера движения нерелятивистских заряж. частиц, составляющих материальные тела, законы классич. Э., описывающие взаимодействие этих частиц посредством классич. полей, позволяют объяснить подавляющую часть происходящих вокруг нас явлений. Сюда относятся не только электрич., магн. и оптич. свойства твёрдых тел, жидкостей и газов, но и их др. макроскопич. характеристики (упругость, теплопроводность, поверхностное трение, вязкость и т. д.).

В Э. прежде всего рассматриваются свободные заряды и системы зарядов, удовлетворяющие приближению непрерывного энергетич. спектра. Классическому, неквантовому, описанию их эл.-магн. взаимодействия благоприятствует то, что оно, в отличие от слабого и сильного взаимодействий, является эффективным уже в низкоэнергетич. пределе, когда энергия взаимодействия частиц и фотонов мала по сравнению с энергией покоя электрона. В таких ситуациях, как правило, отсутствуют рождение и аннигиляция заряж. частиц, а имеет место лишь постепенное изменение состояния их движения в результате обмена большим кол-вом низкоэнергетич. фотонов. Однако и при высоких энергиях частиц в среде (в условиях их постоянного рождения и аннигиляции, напр. в электрон-позитронной плазме), несмотря на существ. роль флуктуаций, Э. может быть с успехом использована для описания среднестатистич., макроскопич. характеристик процессов.

Исходными в Э. являются следующие понятия, вводимые на основе анализа физ. измерений: геометрия рассматриваемой области пространства-времени, включая условия на её границе и гравитац. фон (пустота); заряды частиц и токи, связанные с их движением (вещество); эл.-магн. поле; силы, испытываемые частицами; пространственно-временно́е перераспределение вещества и поля (взаимодействие).

Геометрия. Пространство-время, рассматриваемое общей теорией относительности (ОТО), четырёхмерно и мо-

жет иметь сложную топологию, напр. благодаря *чёрным дырам*. Его локальная геометрия является геометрией Минковского и характеризуется метрич. тензором $g_{\alpha\beta}(x^\nu)$, определяющим квадрат дифференциала расстояния $ds^2=g_{\alpha\beta}dx^\alpha dx^\beta$ между бесконечно близкими точками x^ν и $x^\nu+dx^\nu$ и являющимся ф-цией координат $x^\nu=(ct,\ r)$. Здесь t — время, $r=(x^i)$ — пространственный 3-вектор с декартовыми координатами x^i ($i=1, 2, 3$), греч. индексы α, β, $\nu=0, 1, 2, 3$. В принципе, как показывает *эффект Казимира*, наличие к.-л. границ и сама форма рассматриваемой области пространства могут влиять на эл.-магн. проявления вакуума в ней.

В Э. метрика пространства-времени и пространственно-временные системы координат событий, т. е. свойства гравитац. фона, обычно (для простоты) считаются не зависящими от эл.-магн. полей и движений заряж. вещества. Самосогласование Э. и ОТО, в принципе, осуществляется совместным решением связанных ур-ний Максвелла и ур-ний Эйнштейна, учитывающих *кривизну пространства-времени* и её изменение вследствие перераспределения энергии-импульса эл.-магн. поля и вещества. [Существуют многочисл. теоретич. попытки связать эл.-магн., слабое и сильное взаимодействия и само возникновение соответствующих зарядов частиц с топологич. и метрич. особенностями так или иначе расширенного пространства-времени, представляющегося многомерным, напр. 10- или 11-мерным, но обнаруживающего «лишние», «скрытые» измерения только для малых, напр. планковских, длин ($\sim10^{-33}$ см) или для сверхвысоких энергий частиц (см. *Великое объединение, Калуцы — Клейна теория, Единая теория поля*).]

Относительность описания. Опираясь на релятивистскую ковариантность законов физики и идею близкодействия зарядов посредством поля (см. *Взаимодействие*), можно ограничиться формулировкой локальных, дифференц. ур-ний Э. в одной, удобнее всего — в к.-л. инерциальной (декартовой) системе координат (*системе отсчёта*). В соответствии с *эквивалентности принципом* Эйнштейна описание физ. явлений представляется наиб. простым именно в локально инерциальной системе отсчёта, к-рая может быть реализована в окрестности любого события (точки пространства-времени), будучи связанной со свободно «падающим» телом отсчёта. Тогда локально тяготение не проявляется: метрич. тензор $g_{\alpha\beta}$ сводится к диагональному $\eta_{\alpha\beta}$ с сигнатурой $(+---)$ (плоское *Минковского пространство-время*). Согласно *относительности принципу*, описание любых, в т. ч. эл.-магнитных, процессов не зависит (численно) от выбора различных инерциальных систем отсчёта, если в каждой из них начальные и граничные условия заданы одинаково (численно). Вместе с тем характеристики одного и того же процесса, конечно, выглядят по-разному из разл. систем отсчёта, поскольку ему отвечают в них различные начальные и граничные условия для полей и частиц.

Заряд и сила. Существенно, однако, что величина электрич. заряда тел (частиц) не зависит не только от выбора системы отсчёта (даже неинерциальной), но и от скорости движения тела (инвариантность заряда). Это положение исходит из следующего совместного определения электрич. заряда q, электрического $\boldsymbol{E}$ и магнитного $\boldsymbol{B}$ полей, утверждающего в качестве основополагающего физ. закона (основанного на всей совокупности эксперим. данных Э.) ф-лу для силы Лоренца (в рамках идеализации точечного заряда, движущегося с определённой скоростью $\boldsymbol{v}$):

$$\frac{d\boldsymbol{p}}{dt}=q\left(\boldsymbol{E}+\frac{1}{c}[\boldsymbol{v}\boldsymbol{B}]\right), \qquad (1)$$

или

$$\frac{dp_\alpha}{d\tau}=qF_{\alpha\beta}v^\beta, \quad F_{\alpha\beta}=\begin{pmatrix}0 & -E_1 & -E_2 & -E_3\\ E_1 & 0 & B_3 & -B_2\\ E_2 & -B_3 & 0 & B_1\\ E_3 & B_2 & -B_1 & 0\end{pmatrix}. \qquad (1')$$

Здесь $\boldsymbol{p}=\gamma m\boldsymbol{v}$ — импульс заряж. тела с массой покоя m, фактор $\gamma=1/\sqrt{1-v^2/c^2}$, $p_\alpha=mcv_\alpha$ — ковариантный вектор энергии-импульса (4-импульс), $v_\alpha=g_{\alpha\beta}v^\beta$, $v^\beta\equiv\partial x^\beta/\partial\tau\equiv(\gamma c,\ \gamma\boldsymbol{v})$ — контравариантная 4-скорость, $\tau=\int ds/c$ — собств. время тела, определяемое длиной его *мировой линии* $x^\beta(t)$, $dt=\gamma d\tau$. (Здесь и далее используется *Гаусса система единиц*.) Инвариантность заряда экспериментально проверяется возможностью описать кинематику его движения в заданных полях в любых системах отсчёта и для любых нач. скоростей, используя, согласно (1), одну и ту же величину q (точнее, q/m), определяющую эффективность ускорения заряда. Сравнение зарядов тел q_n, $n=1, 2, ...$, производится, напр., путём измерения отношения сил $\boldsymbol{F}_n=q_n\boldsymbol{E}$, действующих на неподвижные заряды (в одном и том же поле $\boldsymbol{E}$). За единицу электрич. заряда принимается такой заряд, к-рый в вакууме под действием равного себе заряда на расстоянии $r=1$ см от него испытывает силу в 1 дин (согласно *Кулона закону*, величина силы взаимодействия двух неподвижных точечных зарядов равна q_1q_2/r^2). Квантование заряда, т. е. его кратность величине заряда электрона $e=4{,}8\cdot10^{-10}$ ед. СГС, или $e/3$ (кварки), в Э. вводится как дополнит. наблюдат. факт. Так, экспериментально установлено, что величина заряда протона равна заряду электрона с относит. погрешностью $\leqslant10^{-21}$.

Аналогичным образом, согласно (1) или (1′), с заменой скорости $\boldsymbol{v}\to\tilde{\boldsymbol{v}}$, полей $\boldsymbol{E}\to\boldsymbol{B}$ и $\boldsymbol{B}\to-\boldsymbol{E}$, а также скалярного заряда q на псевдоскаляр $\tilde{q}$ (для сохранения пространственных чётности $\boldsymbol{E}$ и нечётности $\boldsymbol{B}$), можно ввести дуальную силу Лоренца $d\tilde{p}_\alpha/d\tau=\tilde{q}\tilde{F}_{\alpha\beta}\tilde{v}^\beta$ и определить точечный магн. заряд $\tilde{e}$. Здесь

$$\tilde{F}^{\alpha\beta}=\frac{1}{2}\varepsilon^{\alpha\beta\mu\nu}F_{\mu\nu}$$

есть дуальный (антисимметричный) псевдотензор эл.-магн. поля, $\varepsilon^{\alpha\beta\mu\nu}$ — *Леви-Чивиты символ*. Используя идею калибровочной инвариантности, П. Дирак (P. Dirac) в 1931 показал, что элементарный магн. заряд $\tilde{e}$ должен быть тоже квантован и связан с соответствующим элементарным электрич. зарядом, $\tilde{e}=lhc/2e$, $l=0, \pm1, \pm2, ...$ (см. *Магнитный монополь*). Реальные магн. заряды в природе не обнаружены.

Поле. Ф-ла (1) одновременно даёт и определение класич. эл.-магн. поля. С этой целью в каждой точке необходимо измерить ускорения, по крайней мере, трёх пробных частиц (с известными зарядами и массами), напр. одной первоначально покоившейся (для нахождения компонент вектора напряжённости электрич. поля $\boldsymbol{E}$) и двух движущихся в ортогональных направлениях (для нахождения компонент псевдовектора индукции магн. поля $\boldsymbol{B}$). Согласно *Лоренца преобразованиям*, компоненты векторов сил и, следовательно, электрич. и магн. полей меняют свои значения при переходе из одной («штрихованной») инерц. системы отсчёта в другую, относительно к-рой первая движется со скоростью $\boldsymbol{u}$:

$$\boldsymbol{E}_\parallel=\boldsymbol{E}'_\parallel,\ \boldsymbol{E}_\perp=\gamma\left(\boldsymbol{E}'_\perp-\frac{1}{c}[\boldsymbol{u}\boldsymbol{B}'_\perp]\right),$$
$$\boldsymbol{B}_\parallel=\boldsymbol{B}'_\parallel,\ \boldsymbol{B}_\perp=\gamma\left(\boldsymbol{B}'_\perp+\frac{1}{c}[\boldsymbol{u}\boldsymbol{E}'_\perp]\right). \qquad (2)$$

Здесь индексами $\parallel$ и $\perp$ отмечены компоненты полей соответственно вдоль и поперёк вектора скорости $\boldsymbol{u}$; $\gamma=1/\sqrt{1-u^2/c^2}$. Т. о., разделение поля на электрическое и магнитное зависит от выбора системы отсчёта. Поэтому удобно использовать единый (антисимметричный) тензор эл.-магн. поля $F_{\alpha\beta}$ (в 1′); тогда при преобразованиях Лоренца $x^\alpha=\Lambda^\alpha_\beta x'^\beta$ закон трансформации полей (2) записывается в виде $F_{\alpha\beta}=\Lambda^\mu_\alpha\Lambda^\nu_\beta F'_{\mu\nu}$. Вместе с тем инвариантными остаются две, и только две (в вакууме), алгебраич. комбинации полей:

$$\frac{1}{2}F_{\alpha\beta}F^{\alpha\beta}=\boldsymbol{B}^2-\boldsymbol{E}^2,\ \frac{1}{4}\varepsilon^{\alpha\beta\mu\nu}F_{\alpha\beta}F_{\mu\nu}=2\boldsymbol{B}\boldsymbol{E} \qquad (3)$$

(см. *Инварианты электромагнитного поля*).

Динамика зарядов. Для заданных внеш. полей ф-ла (1) позволяет полностью описать движение любой системы зарядов. Однако задача значительно усложняется при учёте взаимодействия зарядов посредством создаваемого ими поля, к-рое имеет конечную скорость распространения и обладает собств. динамикой. В частности, взаимодействие любых двух произвольно движущихся зарядов не является центральным и не подчиняется третьему *Ньютона закону механики*, а энергия системы заряж. тел благодаря их эл.-магн. взаимодействию зависит от состояния поля и не равна сумме энергий каждого из тел в отдельности. Система заряж. тел подчиняется законам сохранения энергии, импульса и момента импульса только при учёте соответствующих величин, связанных с эл.-магн. полем (см. ниже).

Ток. В Э. для описания генерации поля точечными электрич. зарядами q_n, движущимися по траекториям $\boldsymbol{r}_n(t)$, используют понятия о плотности заряда ρ и плотности тока $\boldsymbol{j}$:

$$\rho=\sum_n q_n\delta(\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}_n),\quad \boldsymbol{j}=\sum_n q_n\delta(\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}_n)\frac{d\boldsymbol{r}_n}{dt}, \tag{4}$$

где δ — дельта-функция Дирака. Отвлекаясь от точечности зарядов при наличии большого их числа (приближение сплошной среды), вводят плотность $\rho_m=dq_m/dV$ и плотность тока $\boldsymbol{j}_m=\rho_m d\boldsymbol{r}_m/dt$ сгустка зарядов dq_m сорта m, движущихся в физ. бесконечно малом объёме dV по мировой линии $x^\alpha_m(t)=(ct,\boldsymbol{r}_m(t))$. Дальнейшее суммирование по всем скоростям $d\boldsymbol{r}_m/dt$ зарядов, проходящих через объём dV в окрестности точки $\boldsymbol{r}$ в момент времени t, приводит к полному 4-вектору плотности тока, характеризующему упорядоченное движение зарядов:

$$j^\alpha(ct,\boldsymbol{r})=\sum_m\rho_m dx^\alpha_m/dt\equiv\sum_m(c\rho_m,\boldsymbol{j}_m). \tag{4'}$$

Он удовлетворяет ур-нию непрерывности $j^\alpha_{,\alpha}=0$ (запятая с индексом α обозначает $\partial/\partial x^\alpha$), к-рое является локальным выражением *заряда сохранения закона*. Согласно последнему, полный заряд $Q=\int_V\rho(t)dV$ в к.-л. объёме V, ограниченном замкнутой поверхностью Σ, не меняется, если заряды не пересекают эту поверхность. [Аналогичные утверждения распространяются на магн. заряды и их 4-псевдовектор плотности тока $\tilde{j}^\alpha=(c\tilde{\rho},\tilde{\boldsymbol{j}})$.]

Следует отметить, что излагаемая здесь последовательность согласования «правил» физ. измерения электродинамич. величин и ур-ний Максвелла не является единственно возможной. Для Э. принципиальна лишь возможность такого согласования.

Особенности динамики поля с источниками

Согласно эксперим. данным, поток электрич. поля $\boldsymbol{E}$ через Σ пропорционален суммарному заряду в объёме V:

$$\int_\Sigma\boldsymbol{E}(t)d\boldsymbol{\sigma}=4\pi\int_V\rho(t)dV. \tag{5}$$

Для неподвижных зарядов это утверждение следует из закона Кулона, но в Э. справедливо и при произвольном движении зарядов внутри поверхности Σ, несмотря на существование излучения. Тем самым устанавливается (и экспериментально подтверждается) фундам. свойство заряда Q, к-рое может служить новым способом его измерения, формально независимым от старого (1) и не апеллирующим к кинематике заряда.

Этот шаг однозначно определяет ур-ния Э. Действительно, формулировка (5) в дифференц. форме и требование её релятивистской ковариантности, т. е. выполнения при любой скорости движения инерциальной системы отсчёта с учётом преобразований координат, поля, плотностей заряда и тока, приводят к следствию

$$\operatorname{div}\boldsymbol{E}=4\pi\rho\Rightarrow\operatorname{rot}\boldsymbol{B}=\frac{1}{c}\frac{\partial\boldsymbol{E}}{\partial t}+\frac{4\pi}{c}\boldsymbol{j}. \tag{6}$$

В результате магн. поле можно рассматривать как неизбежный релятивистский результат движения электрич. зарядов (тока $\boldsymbol{j}$) и нестационарности создаваемого ими электрич. поля (тока смещения $\partial\boldsymbol{E}/\partial t$).

Аналогичная аргументация по отношению к закону сохранения (в частности, отсутствия) магн. зарядов даёт закон эл.-магн. индукции:

$$\operatorname{div}\boldsymbol{B}=4\pi\tilde{\rho}\Rightarrow\operatorname{rot}\boldsymbol{E}=-\frac{1}{c}\frac{\partial\boldsymbol{B}}{\partial t}-\frac{4\pi}{c}\tilde{\boldsymbol{j}}. \tag{7}$$

С учётом ур-ний непрерывности $j^\alpha_{,\alpha}=0$ и $\tilde{j}^\alpha_{,\alpha}=0$ независимыми оказываются только правые ур-ния в (6) и (7). (Об их записи в интегр. форме, о граничных и нач. условиях, условиях излучения и о единственности решения см. *Максвелла уравнения*.) Полевые ур-ния (6), (7) совместно с ур-ниями движения всех зарядов под действием силы Лоренца лежат в основе Э. В релятивистски ковариантной форме ур-ния (6) и (7) имеют вид:

$$F^{\alpha\beta}_{,\beta}=-\frac{4\pi}{c}j^\alpha,\ \tilde{F}^{\alpha\beta}_{,\beta}=-\frac{4\pi}{c}\tilde{j}^\alpha. \tag{8}$$

Т. о., электрич. и магн. 4-плотности тока являются локальными источниками полей. Поле, порождённое движущимися зарядами, согласно (8), распространяется в свободное от них пространство независимо от источников с одной и той же скоростью c (рис. 1). Она не зависит

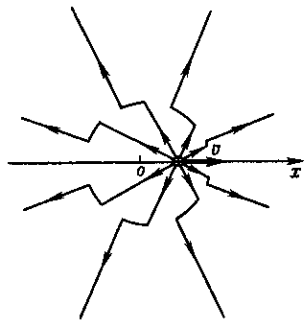


Рис. 1. Силовые линии электрического поля $\boldsymbol{E}$ заряда q, начавшего двигаться из точки o со скоростью v.

также от выбора инерциальной системы отсчёта ввиду явной ковариантности (8). Тем самым Э. предоставляет фактич. основу для второго постулата спец. теории относительности, требующего существования инвариантной скорости распространения сигналов.

Источники. Вместе с тем скорость v движения зарядов как источников поля в ур-ниях Максвелла формально может быть любой, в частности превышающей скорость света в вакууме [О. Хевисайд (O. Heaviside), 1889; У. Томсон (W. Thomson), 1901; А. Зоммерфельд (A. Sommerfeld), 1904]. Последняя возможность может быть обеспечена (даже если не иметь в виду гипотетич. *тахионы*) совокупным движением реальных зарядов под действием разл. «зайчиков», напр. плоских импульсов фотонов, электронов или др. частиц, наклонно падающих на плоский экран, либо под действием «ножниц», где роль «зайчика» играет точка пересечения образующих «ножницы» двух лезвий. В силу неравенства $v>c$ создаваемое «зайчиком» пятно зарядов с плотностью ρ может отвечать сколь угодно большой плотности тока $\boldsymbol{j}=\rho\boldsymbol{v}$.

В подобных и др. случаях, когда движение определённых зарядов допустимо считать заранее известным, в правых частях ур-ний (8) или (6), (7) аддитивно выделяют т. н. сторонние источники $j^\alpha_{\text{ст}}=(c\rho_{\text{ст}},\boldsymbol{j}_{\text{ст}})$ и $\tilde{j}^\alpha_{\text{ст}}=(c\tilde{\rho}_{\text{ст}},\tilde{\boldsymbol{j}}_{\text{ст}})$ — заданные в пространстве-времени — 4-плотности тока, для к-рых $j^\alpha_{\text{ст},\alpha}\equiv0$, $\tilde{j}^\alpha_{\text{ст},\alpha}\equiv0$.

Ограничения. Границы применимости Э. в зависимости от анализируемых реальных ситуаций и преследуемых целей могут определяться самыми различными причинами. Ниже указаны лишь наиболее типичные из них.

Важнейшим свойством ур-ний Максвелла является их линейность: поля, созданные двумя независимыми систе-

мами источников $j^{\alpha}_{1\,ст}$, $\tilde{j}^{\alpha}_{1\,ст}$ и $j^{\alpha}_{2\,ст}$, $\tilde{j}^{\alpha}_{2\,ст}$, подчиняются *суперпозиции принципу*, т. е. сумма этих полей является решением ур-ний при совместном действии источников: $j^{\alpha}_{ст}=j^{\alpha}_{1\,ст}+j^{\alpha}_{2\,ст}$, $\tilde{j}^{\alpha}_{ст}=\tilde{j}^{\alpha}_{1\,ст}+\tilde{j}^{\alpha}_{2\,ст}$. Нарушение принципа суперпозиции полей происходит за счёт нелинейного возбуждения новых токов j^{α}, $\tilde{j}^{\alpha}$, индуцируемых $j^{\alpha}_{ст}$, $\tilde{j}^{\alpha}_{ст}$ при достаточно сильных полях в среде (либо в вакууме из-за квантовых эффектов рождения и уничтожения частиц, прежде всего электрон-позитронных пар, в полях $|F_{\alpha\beta}|\gtrsim E_c\equiv B_c=m_e^2c^3/e\hbar\approx 4{,}4\cdot 10^{13}$ Гс). Согласно квантовой электродинамике, вследствие *рождения пар* частица-античастица в достаточно сильных полях и при локализации заряж. частиц (массой m) в области с размерами порядка комптоновской длины волны $\lambdabar=\hbar/\gamma mc$ возникает ограничение и на их макс. плотность тока $j_м\sim I_A/\lambdabar^2=ecn_A$. Здесь $I_A=\gamma mc^3/e$ — т. н. ток Альвена, отвечающий макс. концентрации $n_A=1/\alpha\lambdabar^3$ частиц с зарядом e, движущихся прямолинейно друг за другом на расстоянии своего эл.-магн. классич. радиуса $e^2/\gamma mc^2=\alpha\lambdabar$ со скоростью $v\sim c$ в трубке с поперечным размером $\sim\lambdabar$; $\gamma=1/\sqrt{1-v^2/c^2}$, $\alpha=e^2/\hbar c$. Для электронов $I_A/\gamma\approx 17$ кА.

В соответствии с *неопределённостей соотношениями* существуют также мин. среднеквадратичные значения полей, к-рые зависят от их частоты ω и в свободном пространстве отвечают следующей спектр. плотности энергии *нулевых колебаний* эл.-магн. поля: $[E^2(\omega)+B^2(\omega)]/8\pi\sim\hbar(2/\lambda)^3$, где $\lambda=2\pi c/\omega$. При измерении состояния полей $\boldsymbol{E}(ct,\ \boldsymbol{r})$, $\boldsymbol{B}(ct,\ \boldsymbol{r})$ как ф-ций $\boldsymbol{r}$ и t в области пространства L^3 и времени Δt, а также при измерении их пространственно-временно́го среднего по этой области вследствие квантовых эффектов, обусловленных неустранимым обратным влиянием измерит. аппаратуры на поле, возникают абс. ограничения точности $\Delta E_{мин}=\Delta B_{мин}=2\sqrt{\hbar/L^3\Delta t}$ [Л. Д. Ландау, Р. Пайерлс (R. Peierls), 1931] (см. также *Квантовые неразрушающие измерения*).

Симметрия. При локальных (точечных) преобразованиях координат и времени максимальную Ли *группу* симметрии, не меняющую вид ур-ний Максвелла с токами (8), составляют наряду с линейными 6-параметрич. преобразованиями Лоренца $x^{\alpha}\to x'^{\alpha}=\Lambda^{\alpha}_{\beta}x^{\beta}$ не только очевидные 4-параметрич. преобразования сдвига $x^{\alpha}\to x'^{\alpha}=x^{\alpha}+a^{\alpha}$ (см. *Пуанкаре группа*) и 1-параметрич. масштабные преобразования $x^{\alpha}\to x'^{\alpha}=bx^{\alpha}$, но и нелинейные 4-параметрич. конформные преобразования (H. Bateman, E. Cuningham, 1909)

$$x^{\alpha}\to x'^{\alpha}=\frac{x^{\alpha}-b^{\alpha}x_{\beta}x^{\beta}}{1-2b_{\alpha}x^{\alpha}+b_{\alpha}b^{\alpha}x_{\beta}x^{\beta}}. \qquad (9)$$

Сопровождающие (9) конформные преобразования полей $\boldsymbol{E}$, $\boldsymbol{B}$ и токов j^{α}, $\tilde{j}^{\alpha}$ являются линейными, но явно зависят от x^{α}; они используются при построении нелинейных версий ур-ний Э. и нахождении их точных решений. Ур-ния Максвелла (8) не изменяются также при локальных внутренних, т. е. не затрагивающих пространственно-временны́е координаты, дуальных преобразованиях:

$$F^{\alpha\beta}\to F'^{\alpha\beta}=F^{\alpha\beta}\cos\theta+\tilde{F}^{\alpha\beta}\sin\theta,\ \tilde{F}^{\alpha\beta}\to\tilde{F}'^{\alpha\beta}=-F^{\alpha\beta}\sin\theta+\tilde{F}^{\alpha\beta}\cos\theta;$$
$$j^{\alpha}\to j'^{\alpha}=j^{\alpha}\cos\theta+\tilde{j}^{\alpha}\sin\theta,\ \tilde{j}^{\alpha}\to\tilde{j}'^{\alpha}=-j^{\alpha}\sin\theta+\tilde{j}^{\alpha}\cos\theta. \qquad (10')$$

Для свободных полей они известны как 1-параметрич. преобразования Лармора — Райнича

$$\boldsymbol{E}\to\boldsymbol{E}'=\boldsymbol{E}\cos\theta+\boldsymbol{B}\sin\theta,\ \boldsymbol{B}\to\boldsymbol{B}'=-\boldsymbol{E}\sin\theta+\boldsymbol{B}\cos\theta \qquad (10)$$

и связаны с поляризац. вырождением эл.-магн. волн. Однако преобразования (10′), как и (9), не сохраняют вид ур-ний движения (1) электрич. (или магн.) зарядов.

Магнитный заряд. Явное согласование дуальной симметрии ур-ний Максвелла и ур-ний движения имеет место только в случае дуально заряженных частиц, несущих одновременно электрич. q_n и магн. $\tilde{q}_n$ заряды. Последние преобразуются в соответствии с (10′) по правилу

$$q_n\to q'_n=q_n\cos\theta+\tilde{q}_n\sin\theta,\ \tilde{q}_n\to\tilde{q}'_n=-q_n\sin\theta+\tilde{q}_n\cos\theta,$$

не изменяющему полную силу Лоренца, действующую на n-ю заряж. частицу:

$$\frac{dp_{n\alpha}}{d\tau}=(q_nF_{\alpha\beta}+\tilde{q}_n\tilde{F}_{\alpha\beta})v_n^{\beta}. \qquad (11)$$

Если отношение $\tilde{q}_n/q_n$ равно одной и той же (любой) величине для всех частиц, то дуальный поворот на угол $\theta=\operatorname{arctg}(\tilde{q}_n/q_n)$ приводит ур-ния Э. (8), (11) к обычной форме без магн. монополей ($\tilde{q}'_n=0$) с наблюдаемыми эфф. электрич. зарядами частиц $q'_n=\sqrt{q_n^2+\tilde{q}_n^2}$ и наблюдаемыми полями $\boldsymbol{E}'$, $\boldsymbol{B}'$ из (10) [Л. Пейдж (L. Page), Н. Адам (N. Adam), 1940]. Универсальность отношения $\tilde{q}_n/q_n$ для известных частиц экспериментально подтверждается с большой относит. точностью (напр., для электронов и протонов относит. погрешность не превышает $\sim 10^{-26}$). Это обстоятельство, позволяя исключить дуально заряженные частицы и, в частности, «чистый» магн. монополь (для к-рого отношение $\tilde{q}_n/q_n$ по величине и по знаку должно быть обратно таковому для «чистого» электрич. заряда), скрывает дуальную симметрию однозарядовой Э. Тем не менее и в ней наиб. фундаментальными естественно считать те наблюдаемые, к-рые инвариантны относительно дуальных преобразований (а не сами электрич. и магн. поля), напр. дуально симметричную силу Лоренца (11), эфф. заряд q'_n и компоненты $T^{\mu\nu}$ тензора плотности энергии-импульса эл.-магн. поля (А. Зоммерфельд, 1928):

$$T^{\mu\nu}=-\frac{1}{8\pi}g_{\alpha\beta}(F^{\mu\alpha}F^{\nu\beta}+\tilde{F}^{\mu\alpha}\tilde{F}^{\nu\beta})\equiv$$
$$\equiv-\frac{1}{4\pi}g_{\alpha\beta}F^{\mu\alpha}F^{\nu\beta}+\frac{1}{16\pi}g^{\mu\nu}F^{\alpha\beta}F_{\alpha\beta}. \qquad (12)$$

Даже в отсутствие «чистых» магн. монополей в Э. допустимы высшие магн. мультиполи, начиная с диполя, образованные магнитно нейтральной совокупностью монополей (ср. двухкварковую структуру *мезонов* и трёхкварковую структуру *барионов*). Однако эксперименты фактически исключают эту возможность, показывая, что все магн. мультиполи образованы электрич. токами. Так, в 1951 в экспериментах по рассеянию нейтронов в неоднородном магн. поле $\boldsymbol{B}=B(x)\boldsymbol{y}^0$ (рис. 2) было показано

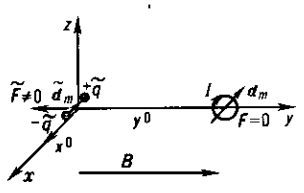


Рис. 2. Силы, действующие на «токовый» $\boldsymbol{d}_m$ и «монопольный» $\tilde{\boldsymbol{d}}_m$ магнитные диполи, ориентированные против оси $\boldsymbol{x}^0$ и находящиеся в неоднородном магнитном поле $\boldsymbol{B}=\boldsymbol{B}(x)\boldsymbol{y}^0$.

[К. Г. Шал (C. G. Shull) и др.], что их магн. *дипольный момент* $\boldsymbol{d}_m$ имеет токовую [Ю. Швингер (J. Schwinger), 1937], а не монопольную [Ф. Блох (F. Bloch), 1936] природу: нейтроны движутся под действием силы $\boldsymbol{F}=\nabla(\boldsymbol{d}_m\boldsymbol{B})$, характерной для рамки с электрич. током $I=cd_m/\pi r_0^2$ (радиуса r_0), но не силы $\tilde{\boldsymbol{F}}=(\tilde{\boldsymbol{d}}_m\cdot\nabla)\boldsymbol{B}$, характерной для двух разноимённых монополей $\pm\tilde{q}=\pm\tilde{d}_m/l$, расположенных на расстоянии l. При $\tilde{\boldsymbol{d}}_m=\boldsymbol{d}_m$ различие указанных сил $\boldsymbol{F}-\tilde{\boldsymbol{F}}\equiv[\boldsymbol{d}_m\operatorname{rot}\boldsymbol{B}]$ обусловлено различным взаимодействием диполей со сторонними токами $\boldsymbol{j}=(c/4\pi)\operatorname{rot}\boldsymbol{B}$, создающими неоднородное магн. поле $\boldsymbol{B}(\boldsymbol{r})$.

Электромагнитная асимметрия. Т. о., вещество устроено дуально несимметрично, из одних лишь электрич. зарядов. Впрочем, по крайней мере в макроскопич. Э., это не исключает ситуации, когда в неподвижной системе проводников отлична от нуля только плотность тока (и соот-

ветствующие магн. и тороидные мультипольные моменты), тогда как плотность электрич. заряда тождественно равна нулю. Создаваемое такой системой электрич. поле $\boldsymbol{E}$ отлично от нуля, только если токи нестационарны. При движении относительно этой системы наряду с плотностью тока в ней будут наблюдаться плотность заряда и соответствующие электрич. мультипольные моменты; однако не существует системы отсчёта, из к-рой наблюдалась бы одна только плотность заряда и не наблюдалась бы плотность тока, а следовательно, всюду отсутствовало бы магн. поле.

В общем случае, согласно (7), ввиду отсутствия магн. зарядов и независимо от движения электрич. зарядов

$$\boldsymbol{B} \equiv -c\int\limits_{-\infty}^{t} \operatorname{rot} \boldsymbol{E}\, dt,$$

т. е. магн. поле выступает как вспомогательное, характеризующее историю эволюции основного электрич. поля. Несмотря на это, введение самостоят. магн. поля необходимо, если последовательно придерживаться идеи близкодействия зарядов, т. е. описывать их взаимодействие только посредством локально (а не интегрально) измеримых полевых величин.

Экстремальные принципы. В отличие от дуально симметричной Э. (8), (11), в однозарядовой Э. не возникает проблем с получением совместной системы ур-ний (1), (8) (с $\tilde{j}^{\alpha}=0$) для движения отд. электрич. зарядов q_n и поля в вакууме из вариац. принципа (см. *Вариационное исчисление*). Для удобства вводятся новые полевые переменные — скалярный $\varphi(ct, \boldsymbol{r})$ и векторный $\boldsymbol{A}(ct, \boldsymbol{r})$ *потенциалы электромагнитного поля:*

$$F_{\alpha\beta}=A_{\beta,\alpha}-A_{\alpha,\beta},\ A_{\alpha}=(\varphi, -\boldsymbol{A}); \tag{13}$$

$$\boldsymbol{E}=-\operatorname{grad}\varphi-\frac{\partial \boldsymbol{A}}{\partial(ct)},\ \boldsymbol{B}=\operatorname{rot}\boldsymbol{A}.$$

Тогда второе ур-ние из (8), принимающее вид $F_{\alpha\beta,\nu}+F_{\nu\alpha,\beta}+F_{\beta\nu,\alpha}=0$, и, следовательно, ур-ния (7) с $\tilde{\rho}\equiv 0$ и $\tilde{j}\equiv 0$ удовлетворяются тождественно. Первое же ур-ние из (8) и ур-ние (1′) с учётом (4′) [или ур-ния (6) и ур-ние (1) с учётом (4)] есть в точности *Эйлера — Лагранжа уравнения* с *лагранжианом*

$$\mathscr{L}(\boldsymbol{r}_n, \varphi, \boldsymbol{A})=-\sum_n m_n c^2\sqrt{1-\boldsymbol{v}_n^2/c^2}\,\delta(\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}_n)- \tag{14}$$

$$-\varphi\rho+\frac{1}{c}\boldsymbol{A}\boldsymbol{j}+\frac{1}{8\pi}(\boldsymbol{E}^2-\boldsymbol{B}^2).$$

При этом, правда, в последнем слагаемом необходимо исключить бесконечную энергию собственного (кулоновского) поля точечных зарядов, а в слагаемом взаимодействия $A_{\alpha}j^{\alpha}/c$ — самовоздействие зарядов. Поскольку наблюдаемая масса заряж. частиц m_n конечна, компенсацию их бесконечной эл.-магн. массы следует обеспечить введением бесконечной отрицат. массы неэлектромагн. происхождения («перенормировка» массы). Эта непоследовательность, связанная с идеализацией точечных элементарных частиц, в релятивистской классич. физике, не включающей описание детальной внутр. структуры заряж. частиц, напр. как полевых образований, неизбежна в силу невозможности существования абсолютно недеформируемых протяжённых тел.

Калибровочная инвариантность. Если отказаться от точечности и учесть неэлектромагн. взаимодействие частиц, то, описывая частицы нек-рым классич. полем ψ, первое слагаемое в (14) следует заменить на более общий лагранжиан частиц $\mathscr{L}_0=\mathscr{L}_0(\psi^k, \psi^k_{,\alpha})$, зависящий от к.-л. многокомпонентных комплексных ф-ций $\psi^k(x^{\alpha})$, $k=1, 2, \ldots$, и их производных $\psi^k_{,\alpha}$. С учётом вещественности $\mathscr{L}_0$ требование инвариантности полного лагранжиана относительно локальных фазовых преобразований

$$\psi^k\to\psi'^k=\exp\,[if(x^{\nu})]\psi^k \tag{15}$$

(*калибровочные преобразования*; $i=\sqrt{-1}$) обнаруживает замечат. факт, известный как эвристич. принцип *калибровочной инвариантности* и перенесённый из Э. на всю теорию поля [Ч. Янг (Ch. Yang), Р. Миллс (R. Mills), 1953; М. Гелл-Ман (M. Gell-Mann), 1956]. Согласно этому принципу, инвариантность исходного лагранжиана $\mathscr{L}_0$ восстанавливается удлинением производных

$$\psi^k_{,\alpha}\to[\psi^k]_{,\alpha}=\psi^k_{,\alpha}-ieA_{\alpha}\psi^k \tag{15′}$$

за счёт введения компенсирующего поля $A_{\alpha}(x^{\beta})$, преобразующегося одновременно с (15) по т. н. калибровочному закону

$$A_{\alpha}\to A'_{\alpha}=A_{\alpha}+\frac{1}{e}f_{,\alpha}, \tag{15″}$$

не меняющему наблюдаемые компоненты поля (13) $F_{\alpha\beta}$. [В (15′) величина заряда электрона e выступает как константа введённого таким образом взаимодействия — мин. эл.-магн. взаимодействия,— давая ещё одно неявное определение электрич. заряда.] Если для определённости ограничиться линейной зависимостью $\mathscr{L}_0$ от производных $\psi^k_{,\alpha}$, характерной для спинорных полей вещества, то в полном лагранжиане

$$\mathscr{L}=\mathscr{L}_0(\psi^k, \psi^k_{,\alpha})+\mathscr{L}_{\text{вз}}(\psi^k, A_{\alpha})+\mathscr{L}_{\text{эм}}(A_{\alpha}, A_{\alpha,\beta})$$

непосредственно возникает необходимый лагранжиан взаимодействия $\mathscr{L}_{\text{вз}}=A_{\alpha}j^{\alpha}/c$ вместе с новым определением 4-плотности тока $j^{\alpha}\sim e(\psi^k\partial\mathscr{L}_0/\partial\psi^k_{,\alpha}-\psi^{k*}\partial\mathscr{L}_0/\partial\psi^{k*}_{,\alpha})$, не связанным с точечностью зарядов [ср. (4), (14)].

Собственный лагранжиан компенсирующего (здесь — эл.-магнитного) поля выбирается в простейшем виде $\mathscr{L}_{\text{эм}}=(-1/16\pi)F_{\alpha\beta}F^{\alpha\beta}$ [см. (3), (13)], обеспечивающем его инвариантность при калибровочном преобразовании (15″) в отсутствие вещества. Этим, в частности, исключается слагаемое вида $-\lambda_{\phi}^{-2}A_{\alpha}A^{\alpha}/8\pi$, а следовательно, возможность ненулевой массы фотона $m_{\phi}=\hbar/c\lambda_{\phi}$. Наличие ненулевой массы фотона кардинально меняло бы законы Э. на расстояниях $\gtrsim\lambda_{\phi}=\hbar/m_{\phi}c$ [Л. де Бройль (L. de Broglie), 1924]; однако земные эксперименты, в частности по проверке закона Кулона и независимости скорости эл.-магн. волн в вакууме от их частоты, допускают такую возможность только на расстояниях $\gtrsim 10^{10}$ см, а наблюдения стабильных конфигураций газа и магн. полей галактик — на расстояниях $\gtrsim 10^{22}$ см. В принципе было бы возможно также несохранение электрич. заряда, напр. распад электрона на нейтральные частицы или осцилляции электрон $\leftrightarrow$ позитрон, хотя подобные процессы и подавлены неизбежным участием большого кол-ва ($\gtrsim 10^{13}$—10^{21}) сверхмягких продольных фотонов (Я. Б. Зельдович, Л. Б. Окунь, М. Б. Волошин, 1978); однако лабораторные эксперименты и глобальные геоэлектрич. оценки показывают, что время жизни электрич. заряда превышает 10^{30} с.

Внутренние противоречия (неклассические проблемы)

Нелинейность. Включение в лагранжиан эл.-магн. поля неквадратичных по $\boldsymbol{E}$ и $\boldsymbol{B}$ слагаемых ведёт к нелинейной теории. Наиб. известное нелинейное обобщение Э. развито В. Гейзенбергом (W. Heisenberg), Г. Эйлером (H. Euler), В. Вайскопфом (V. Weisskopf) (1936) и Ю. Швингером (1951) на основе квантово-электродинамич. вычисления поляризации электрон-позитронного вакуума, создаваемой достаточно плавными в пространстве-времени полями, для к-рых удаётся использовать точное решение *Дирака уравнения*. Соответствующий лагранжиан, для простоты выписываемый в естеств. единицах ($\hbar=c=1$),

$$\mathscr{L}_{\text{ГЭ}}=\frac{\boldsymbol{E}^2-\boldsymbol{B}^2}{8\pi}+\frac{1}{8\pi^2}\int\limits_0^{\infty}\left\{1+\frac{e^2Z^2}{3}(\boldsymbol{B}^2-\boldsymbol{E}^2)-e^2Z^2\boldsymbol{B}\boldsymbol{E}\times\right. \tag{16}$$

$$\left.\times\frac{\operatorname{Re}\operatorname{ch}(eZ\sqrt{\boldsymbol{B}^2-\boldsymbol{E}^2+2i\boldsymbol{B}\boldsymbol{E}})}{\operatorname{Im}\operatorname{ch}(eZ\sqrt{\boldsymbol{B}^2-\boldsymbol{E}^2+2i\boldsymbol{B}\boldsymbol{E}})}\right\}\exp(-m_e^2Z)\frac{dZ}{Z^3}$$

описывает только эл.-магн. поле, причём плавно неоднородное, в пренебрежении производными от инвариантов (3). Он не претендует на самосогласованное «эл.-магн.» описание источников поля — электронов и позитронов с зарядами $\mp e$ и конечной классич. массой m_e, как это предполагалось в нек-рых моделях, напр. М. Борном (M. Born) и Л. Инфельдом (L. Infeld) (1934), выбиравшими лагранжиан в виде

$$\mathscr{L}_{\text{БИ}}=\left[1-\frac{E^2-B^2}{4\pi E_{\text{макс}}^2}-\frac{(EB)^2}{4\pi E_{\text{макс}}^4}\right]^{1/2}$$

(впрочем, более реалистичном с точки зрения совр. *струн теории*; Е. С. Фрадкин, А. А. Цейтлин, 1985). Здесь $E_{\text{макс}}$ — нек-рое макс. поле. Мнимая часть (16) характеризует неустойчивость вакуума, точнее, вероятность рождения электрон-позитронных пар в единичном объёме за единицу времени, значительную при $E\gtrsim E_c=m_e c^2/e\lambda$ и убывающую по закону $\exp(-\pi E_c/E)$ в полях $E\ll E_c$. Вещественная часть (16) отвечает за собственную нелинейность «классич.» электрон-позитронного вакуума — в отсутствие др. частиц и др. взаимодействий, к-рые, конечно, кардинально меняют ситуацию, скрадывая чисто эл.-магн. взаимодействие, начиная с расстояний $\sim 10^{-13}$ см (сильное) и особенно $\sim 10^{-16}$ см (электрослабое).

Если, несмотря на сказанное, обратиться, напр., к модификации закона Кулона, т. е. к сферич. симметрич. решению $D=q/r^2$ соответствующих (16) электростатич. ур-ний Максвелла $\operatorname{div} \boldsymbol{D}=0$ (при $r\neq 0$), $D_i=4\pi\partial(\operatorname{Re}\mathscr{L}_{\text{ГЭ}})/\partial E^i$, с сингулярностью (точечным зарядом q) в начале координат $r=0$, то обнаружится принципиальная роль нелинейности вакуума:

$$D=E\left(1+\frac{2\alpha}{45\pi}\frac{E^2}{E_c^2}\right),\ E\ll E_c,$$
$$D=E\left(1-\frac{\alpha}{3\pi}\ln\frac{E}{\varkappa E_c}\right),\ E\gg E_c. \qquad (17)$$

Здесь число $\varkappa$ ($\varkappa\sim 1$) учитывает все члены первого порядка по постоянной тонкой структуры $\alpha=e^2/\hbar c\approx 1/137$. Согласно (17), на больших расстояниях поле E ослабляется по сравнению с q/r^2: $D/E>1$, т. е. поляризов. вакуум экранирует «голый» заряд q. Однако на малых расстояниях эта экранировка уменьшается, и поляризация вакуума меняет знак при $r=r_1=\sqrt{q/\varkappa E_c}$. На меньших расстояниях возникает антиэкранировка, причём отношение D/E принимает мин. значение $\alpha/3\pi$ при

$$r_{\text{мин}}=\sqrt{q/D_{\text{м}}};\ D_{\text{м}}=\frac{\alpha}{3\pi}E_{\text{м}},\ E_{\text{м}}=\varkappa E_c\exp\left(\frac{3\pi}{\alpha}-1\right),$$

когда ф-ция $D(E)$ достигает максимума и обнаруживающаяся двузначность ф-ции $E(r)$ делает физически бессмысленным анализ области $r<r_{\text{мин}}$. Хотя сама квантовая Э. как асимптотическая по α теория вряд ли верна на расстояниях $r\ll r_{\text{мин}}$, а при $r\sim r_{\text{мин}}$ указанное решение ввиду пространственной неоднородности заведомо выходит за квантово-электродинамич. рамки применимости лагранжиана (16), утверждение о том, что в нелинейной Э. (даже без учёта рождения реальных электрон-позитронных пар) должны существовать макс. электростатич. поле $E_{\text{м}}$ и аналогичное макс. магнитостатич. поле $B_{\text{м}}=B_c\exp(3\pi/\alpha-1)$, представляется неизбежным, поскольку остаётся справедливым и для пространственно однородного поля, напр. в плоском конденсаторе или в соленоиде [М. Гринман (M. Greenman), Ф. Рорлих (F. Rohrlich), 1973; Д. А. Киржниц, А. Д. Линде, 1978]. Это ещё раз показывает, что наивные представления о точечности заряда, напр. электрона, отвечающие неограниченному при $r\to 0$ кулоновскому полю e/r^2, противоречивы, причём не только в Э., но и в квантовой Э. (Л. Д. Ландау, И. Я. Померанчук, Е. С. Фрадкин, 1955). Наблюдаемая величина (и масса) заряда так или иначе должна определяться самосогласованными свойствами поляризов. вакуума с учётом неэлектромагн. взаимодействий, «размазывающих» точечный заряд.

Классический размер частиц. При этом в любой, в т. ч. квантовой, теории, отвлекающейся от неэлектромагн. структуры заряда, введение представлений о нелокальном взаимодействии поля с протяжённой заряж. частицей как единым целым наталкивается на значит. трудности, прежде всего причинного характера. В Э., пусть линейной (14), подобные попытки, несмотря на содержательность, также оказываются ограниченными. Среди них наиб. популярно представление о распределении заряда электрона по области размером $\sim r_e=e^2/m_e c^2\approx 3\cdot 10^{-13}$ см (*классический радиус электрона*), что соответствует приписыванию, хотя бы частичному, энергии покоя электрона $m_e c^2$ его кулоновскому полю. Это представление, конечно, предполагает наличие к.-л. неэлектромагн., упругих сил (т. н. натяжений Пуанкаре), к-рые препятствуют кулоновскому расталкиванию «частей» электрона и обеспечивают релятивистскую ковариантность его полного 4-импульса, складывающегося из нековариантных 4-импульсов поля «электрич. начинки» и натяжений «упругого теста». Анализ устройства натяжений Пуанкаре выходит за рамки Э. не только из-за неизбежности квантового подхода, но даже потому, что внутри такого электрона они благодаря класс. эффектам гравитации, по-видимому, обусловливают наличие отрицат. плотности массы покоя [В. Боннор (W. Bonnor) и др., 1989].

Строго говоря, вследствие эффекта рождения электрон-позитронных пар применимость Э., по крайней мере без учёта сильных флуктуаций заряда и эл.-магн. поля, проблематична уже на расстояниях меньше комптоновской длины волны электрона $\lambda_e=\hbar/m_e c\approx 4\cdot 10^{-11}$ см (П. Дирак, 1928). Вместе с тем эксперименты с электронами и мюонами высоких энергий показывают, что при разл. взаимодействиях с др. частицами они ведут себя как точечные вплоть до расстояний $\sim 10^{-16}$ см.

Реакция излучения (радиационное трение). Принимая тем не менее к.-л. распределение заряда, напр. равномерное внутри шара радиуса r_e, на основе Э. можно ответить на важнейший вопрос о результате эл.-магн. воздействия разл. «частей» электрона друг на друга. Оказывается, несмотря на то, что эл.-магн. масса зависит от выбранного распределения, от него не зависит самовоздействие электрона, т. е. полная сила реакции излучения [Х. Лоренц (H. Lorentz), 1892; М. Абрагам (M. Abragam), 1904]

$$g^\alpha=\frac{2e^2}{3c^2}\left(\frac{d^2v^\alpha}{d\tau^2}+\frac{v^\alpha v_\beta}{c^2}\frac{d^2v^\beta}{d\tau^2}\right). \qquad (18)$$

Она получается после перенормировки массы в первом порядке разложения по малому отношению r_e к характерному масштабу неоднородности поля (или малому параметру запаздывания $e^2/m_e c^3 t$). Независимость (18) от r_e обеспечивает корректность учёта самовоздействия в пределе точечного заряда $r_e\to 0$. При этом обычно требуется условие малости силы g^α по сравнению с силой Лоренца (1′) со стороны внеш. поля. Оказывается, что последнее условие достаточно выполнить в системе отсчёта, где электрон покоится и сила реакции излучения на него равна $g\equiv(g^i/c)=(2e^2/3c^3)d^2v/dt^2$. Для гармонич. полей E, B с частотой ω оно даёт ограничения (условия внутр. непротиворечивости Э.)

$$\lambda/2\pi\equiv\omega/c\gg r_e\equiv\alpha\lambda_e \text{ и } B\ll B_c/\alpha,$$

к-рые в $\alpha^{-1}=137$ раз слабее, чем приведённые выше квантово-электродинамич. ограничения. Второй закон Ньютона для изменения 4-импульса mcv^α точечного заряда, находящегося под действием «обычной» внешней силы (1′) и «необычной» силы Лоренца — Абрагама (18), к-рая сама определяется кинематикой заряж. частицы, можно представить в более традиционной форме

$$(\eta_{\alpha\beta}-v^{-2}v_\alpha v_\beta)(dp^\beta/d\tau-eF^{\beta\gamma}v_\gamma)=0,$$

если ввести понятие «эл.-магн.» комплекса с эфф. 4-импульсом

$$\tilde{p}^\alpha=mcv^\alpha+(2e^2/3c^2)dv^\alpha/d\tau$$

[К. Тейтелбойм (C. Teitelboim), 1970]. Последний указыва-

ет на неразделимость заряда и его собственного ближнего поля (эл.-магн. шубы). Это «связанное» поле автоматически учитывается в локальном балансе 4-импульсов, следующем из приведённого второго закона Ньютона: приращение 4-импульса комплекса и создание 4-импульса «свободного» поля излучения происходят за счёт поглощения 4-импульса внешнего поля.

Непротиворечивое введение самовоздействия путём добавления силы (18) к силе Лоренца (I) для каждого точечного ускоренно движущегося заряда q_n в рамках Э. предполагает дополнит. условие отсутствия ускорений в областях вне поля, $\boldsymbol{E}=\boldsymbol{B}=0$ в (1). Иначе в получающихся ур-ниях движения, содержащих теперь третьи производные координат частиц $\boldsymbol{r}_n$ по времени, могли бы появиться неприемлемые решения, отвечающие неогранич. самоускорению заряда за счёт бесконечной энергии собственного поля. Разумеется, упомянутый выше «одетый» эл.-магн. комплекс вообще не испытывает самоускорения, поскольку в любой мгновенно сопутствующей системе отсчёта для перенормированного импульса $\tilde{p}=(\tilde{p}^i/c)$ справедливо ур-ние (1). Автоматич. отбор физически приемлемых решений ур-ний движения «голой» заряженной частицы, независимо от соотношения между силой реакции излучения и силой Лоренца, возможен также при их формулировке в эквивалентном интегральном виде, включающем начальные и конечные условия (Ф. Рорлих, 1961). Так, рассматривая (для простоты) нерелятивистский случай [Д. Д. Иваненко, А. А. Соколов, 1948; R. Haag (R. Haag), 1955], при конечном условии $dv/dt=0$ (при $t\to\infty$) имеем

$$m_n\frac{dv_n}{dt}=\exp\left(\frac{t}{T_n}\right)\int_t^\infty q_n\left\{\boldsymbol{E}(t')+[\boldsymbol{v}_n(t')\boldsymbol{B}(t')]c^{-1}\right\}\times$$

$$\times\exp\left(-\frac{t'}{T_n}\right)\frac{dt'}{T_n};\ T_n=\frac{2q_n^2}{3m_nc^3}.$$

Здесь налицо формальное нарушение причинности, поскольку ускорение выражается не через прошлое, а через будущее движение частицы, т. е. определяется полями, до к-рых частица ещё не дошла, на временно́м интервале $\sim T_n$. Однако для всех заряж. частиц (тел) времена $T_n=2r_n/3c\leqslant T_e=2e^2/(3m_ec^3)\approx 6\cdot 10^{-24}$ с и, следовательно, все соответствующие проблемы непричинности и нелокальности эл.-магн. взаимодействия оказываются за пределами применимости Э. А именно, принципиальным становится учёт квантовых флуктуаций движения электрона (или любой заряж. частицы), для к-рых характерный временно́й, $\hbar/m_ec^2$, и пространственный, $\hbar/m_ec$, масштабы в $\hbar c/e^2=137$ раз больше соответственно временно́го, T_e, и пространственного, cT_e, масштабов самоускоряющихся решений. Эти проблемы корректно разрешаются при квантово-электродинамич. анализе самовоздействия [Е. Мониц, Д. Шарп (E. Moniz, D. Sharp), 1977; В. К. Кривицкий, В. Н. Цытович, 1991]. Оказывается, что при достаточно длительном действии сила реакции излучения действительно проявляется на классич. уровне, напр., она обусловливает спиральное (скручивающееся) движение электронов в однородном магн. поле, отличающееся от винтового движения с постоянным радиусом благодаря трению о собственное синхротронное излучение.

Запаздывание. *Причинности принцип* играет в Э. важнейшую роль, поскольку, согласно условиям излучения (при постановке нач. задачи в ограниченной области пространства), он требует ограничиться только запаздывающими решениями ур-ний Максвелла, нарушая их обратимость во времени (при замене $\boldsymbol{j}\to-\boldsymbol{j}$, $\rho\to\rho$, $\boldsymbol{B}\to-\boldsymbol{B}$, $\boldsymbol{E}\to\boldsymbol{E}$). Если для определённости выбрать условие калибровки Лоренца $A^\alpha_{,\alpha}=0$, то вынужденное решение соответствующего (8) волнового ур-ния $A^\alpha_{,\beta}{}^\beta=4\pi j^\alpha/c$ для системы точечных зарядов можно записать в виде

$$A^\alpha(x^\beta)=\sum_n q_n\int G\left[x^\beta-x_n^\beta(\tau_n)\right]\frac{dx_n^\alpha}{d\tau_n}d\tau_n \qquad (19)$$

(*Льенара — Вихерта потенциалы*). Здесь интегрирование ведётся по собств. времени τ_n каждой из заряж. частиц и использована запаздывающая *Грина функция* $G(x^\mu)$, отличная от нуля только в *световом конусе* будущего ($x^0>0$) и равная там $2\delta(-x_\mu x^\mu)$ (для свободного пространства). Из решения (19) вытекают, по существу, все результаты Э. об излучении и взаимодействии зарядов; для пространственно ограниченных задач в нём необходимо лишь соответствующим образом изменить ф-цию Грина.

Дальнодействие. Можно совсем не вводить распределённое в пространстве поле, а подставить его явные значения в точках нахождения зарядов в ур-ния их движения. Тогда Э. примет вид теории прямого межчастичного взаимодействия с ф-цией Лагранжа, зависящей только от координат и скоростей зарядов [Х. Тетроде (H. Tetrode), 1922; А. Фоккер (A. Fokker), 1929]. Для такой переформулировки Э. в решении (19) удобнее использовать непричинную ф-цию Грина, всюду определяемую полуразностью запаздывающего и опережающего потенциалов:

$$G_0(x^\mu)=\delta(-x_\mu x^\mu)\equiv\frac{1}{2r}\left[\delta(r-x^0)-\delta(r+x^0)\right],\ r^2=-x_ix^i$$

(для свободного пространства). В полевой трактовке этим учитывалось бы «свободное» поле излучения и снималась бы проблема самовоздействия и перенормировки массы в пределе точечных зарядов (П. Дирак, 1938). Вместе с тем добавлением к получающейся ф-ции Лагранжа полных производных по времени удаётся придать новой теории явно причинную форму, причём симметричную по перестановкам частиц [Р. Мур (R. Moore), Т. Скотт (T. Scott), М. Монахан (M. Monahan), 1988]. В частности, для заряда q_k, взаимодействующего со всеми остальными зарядами Вселенной, ф-ция Лагранжа принимает вид:

$$L_k=-m_kc^2\sqrt{1-\frac{v_k^2}{c^2}}-\frac{1}{2}\sum_{n\neq k}(V_{kn}+V_{nk});$$

$$V_{kn}=\left.\frac{q_kq_nv_{k\beta}v_n^\beta}{cv_{n\alpha}(x_k^\alpha-x_n^\alpha)}\right|_{x_k^0-x_n^0=|r_k-r_n|}.$$

Поправка на силу реакции излучения (в нерелятивистском случае)

$$\sum_{n\neq k}\left(\frac{2}{3c^3}\right)q_kq_n\frac{d^3x_n^i}{dt^3}=\frac{2}{3c^3}q_k^2\frac{d^3x_k^i}{dt^3}$$

к запаздывающей силе Лоренца, $-\sum_{n\neq k}\partial V_{kn}/\partial x_k^i$, обусловлена одними и теми же (остальными, $n\neq k$) зарядами Вселенной и возникает в уравнении движения $d[\partial L_k/\partial v_k^i]/dt=\partial L_k/\partial x_k^i$ естеств. образом из требования самосогласованности движения всех заряж. частиц при условии квазинейтральности Вселенной и отсутствия электрич. поляризации при усреднении по всем рассматриваемым зарядам, $\sum_n q_nr_n=0$. Здесь проблема самоускорения заряда не возникает, поскольку отсутствует внутренний бесконечный источник энергии (собственное кулоновское поле), и без силы Лоренца невозможно появление «силы реакции излучения», автоматически низведённой на роль поправки.

Что касается свойств необратимости во времени и выделения обычных запаздывающих решений, то они связываются со свойствами эволюционирующей материи и всей Вселенной и ввиду наличия неэлектромагн. сил выходят за рамки Э., требуя включения дополнит. физ. постулатов [Дж. Уилер (J. Wheeler), Р. Фейнман (R. Feynman), 1945; Д. Пегг (D. Pegg), 1975]. В целом исследования Э. как теории прямого межчастичного взаимодействия направлены на то, чтобы преодолеть внутр. противоречия полевой Э., связанные с точечностью зарядов, перенормировкой их массы, нарушением причинности при самовоздействии, ограничением макс. потенциалов и мин. расстояний взаимодействия зарядов и пр. Однако, поскольку эти противоречия затрагивают лишь область квантовых явлений,

применение в области классич. физики переформулированной, неполевой Э. оказывается несколько искусственным и непопулярным, особенно вследствие её усложнённости. Последнее гл. обр. обусловлено необходимостью выделения запаздывающих координат частиц, накладывающего сложные условия связи на вариац. ур-ния теории.

Законы сохранения и ненаблюдаемость потенциалов

В полевой формулировке Э. этих сложностей нет, и в анализе взаимодействия зарядов на первый план выступает динамика самого создаваемого ими поля. Существенно, что благодаря калибровочной инвариантности в Э. нельзя непосредственно наблюдать потенциалы A^α этого поля. Такая возможность имеется только в квантовой физике и обнаруживается, напр., в интерференц. эффектах вследствие изменения фазы волновых ф-ций заряж. частиц под действием потенциалов $A^\alpha(x^\beta)$ даже в тех пространственно-временных областях, где в силу особенностей топологии отсутствуют напряжённости поля, $F_{\alpha\beta}=0$ (см. *Аронова — Бома эффект*). Наблюдение потенциалов φ, $\boldsymbol{A}$ было бы возможно в калибровочно неинвариантной Э. с ненулевой массой фотона, где при условии калибровки Лоренца волновое ур-ние для них имеет вид *Прока уравнения* $A^{\alpha,\beta}-\lambda_\phi^{-2}A^\alpha=4\pi j^\alpha/c$ с сохраняющимся 4-током $(j^\alpha_{,\alpha}=0)$, первое и второе ур-ния Максвелла (6) содержат в правых частях слагаемые соответственно $-\lambda_\phi^{-2}\varphi$ и $-\lambda_\phi^{-2}\boldsymbol{A}$, а плотности энергии эл.-магн. поля и её потока (*Пойнтинга вектор*) равны:

$$w\equiv T^0_0=\frac{1}{8\pi}(\boldsymbol{E}^2+\boldsymbol{B}^2+\lambda_\phi^{-2}\varphi^2+\lambda_\phi^{-2}\boldsymbol{A}^2),$$

$$\boldsymbol{S}\equiv(-cT^0_i)=\frac{c}{4\pi}([\boldsymbol{EB}]+\lambda_\phi^{-2}\varphi\boldsymbol{A}).$$

Несмотря на ненаблюдаемость при $m_\phi=0$, потенциалы часто используются для описания различных (калибровочно инвариантных и неинвариантных) характеристик эл.-магн. поля.

Момент импульса, спин и «масса» поля. Важные примеры первых и последних — тензоры плотности импульсного, $M^\nu_{\alpha\beta}=(x_\alpha T^\nu_\beta-x_\beta T^\nu_\alpha)/c$ [см. (12)], и спинового, $S^\nu_{\alpha\beta}=(A_\alpha F^\nu_\beta-A_\beta F^\nu_\alpha)/4\pi c$, моментов, определения к-рых диктуются *Нётер теоремой*. Им соответствуют векторы плотности момента импульса (А. И. Садовский, 1897) и спина [Ч. Г. Дарвин (Ch. G. Darwin), 1932]:

$$\mu^i\equiv\frac{1}{2}\varepsilon^{ijl}M^0_{jl}=\frac{1}{4\pi c}[\boldsymbol{r}[\boldsymbol{EB}]]^i,$$

$$\mathfrak{s}^i\equiv\frac{1}{2}\varepsilon^{ijl}S^0_{jl}=\frac{1}{4\pi c}[\boldsymbol{EA}]^i.$$

Первый лишь неявно зависит от поляризации поля, а второй непосредственно связан с ней. Их разность $\mu-\mathfrak{s}$, обычно заменяемая на вектор $\boldsymbol{l}=[\boldsymbol{r}([\boldsymbol{E}[\nabla\boldsymbol{A}]+(\boldsymbol{E}\nabla)\boldsymbol{A}])]/4\pi c$, характеризует «орбитальную» часть момента импульса, к-рая, как и спиновая, зависит от калибровки. Для свободного поля здесь удобна кулоновская калибровка $\operatorname{div}\boldsymbol{A}=0$, позволяющая считать $\varphi\equiv0$. Тогда, поскольку $T^\nu_{\alpha,\nu}=0$ и $F^\nu_{\alpha,\nu}=0$, для любой замкнутой конфигурации поля излучения, наряду с 4-импульсом $P_\alpha=(W,-\boldsymbol{P})$ и полным моментом импульса $\boldsymbol{M}$, сохраняются во времени также спин $\mathfrak{S}$ и «орбитальный» момент импульса $\boldsymbol{L}=\boldsymbol{M}-\mathfrak{S}$. Эти величины определяются пространственными интегралами соответственно от $T^0_\alpha=(w,\ -\boldsymbol{S}/c)$, $\boldsymbol{\mu}$, $\mathfrak{s}$ и $\boldsymbol{l}$ по всей области V_∞, занятой полем.

Ковариантность сохраняющегося 4-вектора энергии-импульса поля P_α позволяет говорить о скорости центра «масс» поля $u^i=cP^i/P_0$, где $P_0=W/c$. Его «массу» (покоя) m_0, в общем случае переменную во времени, можно ввести ф-лой

$$m_0^2c^4=\int\limits_{V_\infty}\frac{(\boldsymbol{E}^2+\boldsymbol{B}^2)^2-4[\boldsymbol{EB}]^2}{(8\pi)^2}dV\equiv\int\limits_{V_\infty}\frac{(\boldsymbol{B}^2-\boldsymbol{E}^2)^2+(2\boldsymbol{BE})^2}{(8\pi)^2}dV.$$

Последнее тождество в соответствии с (3) показывает релятивистскую инвариантность данного определения, причём в качестве квадрата плотности «массы» под знаком интеграла стоит квадрат Λ^2 любого из четырёх собств. значений (совпадающих по величине) тензора плотности энергии-импульса поля, $T^\nu_\alpha a^\alpha_k=\Lambda_k a^\nu_k$. Т. о., даже при нулевой массе фотона, $m_\phi=0$, поле излучения может обладать «массой», $m_0\neq0$, наличие к-рой отвечает (частичной) локализации эл.-магн. энергии благодаря (частичной) параллельности векторов $\boldsymbol{E}$ и $\boldsymbol{B}$ либо благодаря (частичному) уничтожению потока энергии при усреднении вектора Пойнтинга $c[\boldsymbol{EB}]/4\pi$ из-за переменности его направления в пространстве, напр. для стоячей волны.

Законы сохранения. Если с полем взаимодействует ограниченная система заряж. частиц (тел), то во времени будут сохраняться их совместные энергия-импульс и момент импульса (см. *Мультипольное излучение*). Поскольку описание частиц полевым образом через ψ-функции выходит за рамки Э. точечных зарядов, то в ней не используется и возможность равноправного с орбитальным моментом введения спина заряж. частиц [Ф. Белинфанте (F. Belinfante), 1939], а также соответствующего магн. момента как циркулирующего течения заряда в поле ψ-волны [В. Гордон (W. Gordon), 1928]. Более того, утрируя ситуацию, согласно ур-нию Дирака, в Э. элементарный заряд, скажем, электрона, нельзя рассматривать иначе как точечный квант заряда e, непредсказуемо движущийся со скоростью света c (нем. Zitterbewegung — дрожание) внутри комптоновского объёма λ_e^3 так, что ср. поступат. скорость электрона совпадает с его классич. скоростью $\boldsymbol{v}$. Аналогично в итоге усреднения возникают его спин $h/2$, равный произведению ср. радиуса $\lambda_e/2$ на импульс m_ec, и магн. дипольный момент $eh/(2m_ec)$, равный произведению ср. тока $ec/2\lambda_e$ на площадь λ_e^2 и фактор c^{-1} [К. Хуанг (K. Huang), 1952]. Отвлекаясь от подобных наглядных представлений, в совр. версиях Э. точечные заряж. частицы просто наделяют определёнными магнито- и электродипольными (и высшими мультипольными) моментами и так или иначе постулируют законы их взаимодействия с эл.-магн. полем.

Игнорируя указанные мультипольные эффекты, к-рые для элементарных зарядов обычно малы по сравнению с исходными монопольными эффектами, и вводя для системы точечных зарядов тензоры

$$m^\nu_{\alpha\beta}=\frac{1}{c}(x_\alpha t^\nu_\beta-x_\beta t^\nu_\alpha),\ t^{\alpha\beta}(ct,\boldsymbol{r})=\sum_n\frac{p^\alpha_n(t)p^\beta_n(t)}{p^0_n(t)}\delta(\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}_n),$$

можно прийти к ур-ниям непрерывности

$$T^\nu_{\beta,\nu}+t^\nu_{\beta,\nu}=0,\ M^\nu_{\alpha\beta,\nu}+m^\nu_{\alpha\beta,\nu}=0 \qquad (20)$$

суммарных тензоров плотности энергии-импульса и момента импульса. Отсюда после интегрирования $T^0_\beta+t^0_\beta$ и $\mu^i+(1/2)\varepsilon^{ijl}m^0_{jl}$ по всей области V_∞, занятой полем и частицами, следуют законы сохранения их полных 4-импульса $P_\alpha+P_{0\alpha}$ и момента импульса $\boldsymbol{M}+\boldsymbol{M}_0$. Механич. взаимодействие зарядов с полем описывается 3-плотностью 4-силы Лоренца:

$$t^\nu_{\beta,\nu}\equiv-T^\nu_{\beta,\nu}=f_\beta,\ f^\beta=\sum_n q_nF^\beta_\alpha v^\alpha_n\frac{d\tau_n}{dct}\delta(\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}_n)\equiv$$

$$\equiv\sum_n q_n\left(\frac{E\boldsymbol{v}_n}{c},\ \boldsymbol{E}+\frac{1}{c}[\boldsymbol{v}_n\boldsymbol{B}]\right)\delta(\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}_n). \qquad (21)$$

При переходе к непрерывному распределению заряда в среде рассматривают сгусток зарядов dq_n, движущихся в физ. бесконечно малом объёме dV по мировой линии $x^\alpha_n(t)=(ct,\boldsymbol{r}_n(t))$, и вводят плотность силы Лоренца $\boldsymbol{f}_n=\rho_n\boldsymbol{E}+c^{-1}[\boldsymbol{j}_n\boldsymbol{B}]$. Изменение механич. энергии зарядов $P_{00}\equiv W_0=\sum_k\gamma_km_kc^2$, находящихся внутри к.-л. области $V(t)$, совершается работой только электрич. поля: $dW_0/dt=\int_V(\boldsymbol{jE})\,dV$. Она определяется распределением полной плотности тока $\boldsymbol{j}(\boldsymbol{r})=\sum_n\boldsymbol{j}_n(\boldsymbol{r})$ по элементам объёма dV, но из теоремы Пойнтинга $\boldsymbol{jE}=-dw/dt-\operatorname{div}\boldsymbol{S}$ может быть

выражена через изменение энергии эл.-магн. поля W внутри объёма $V(t)$ и её поток через границу $\Sigma(t)$ этого объёма, элементы к-рой $d\sigma$ имеют локальную скорость v':

$$\frac{dW_0}{dt}=-\frac{dW}{dt}-\oint_{\Sigma(t)}\left(c\frac{[E,B]}{4\pi}-v'\frac{E^2+B^2}{8\pi}\right)d\sigma.$$

Классическая электродинамика в искривлённом пространстве-времени

До сих пор речь шла о плоском пространстве-времени (и декартовых координатах в нём). Будучи искривлённым, оно изменяет характер взаимодействия между эл.-магн. полем и заряж. частицами; такова ситуация, напр., в окрестностях вращающихся нейтронных звёзд и чёрных дыр. Нарушаются также законы Э. о сохранении полных 4-импульса $P_\alpha+P_{0\alpha}$ и момента импульса $M+M_0$ благодаря их передаче гравитац. полю. В частности, возможны прямая трансформация эл.-магн. волн в гравитационные и непосредств. гравитац. излучение заряж. частиц, движущихся под действием эл.-магн. поля, напр., в плазме. Считая гравитац. фон $g_{\alpha\beta}(ct, r)$ внешним, заданным независимо от перераспределения энергии-импульса эл.-магн. поля и зарядов, законы Э. как системы дифференц. ур-ний первого порядка можно однозначно установить из принципа общей ковариантности. Согласно этому принципу, в искривлённом пространстве-времени (или в любых криволинейных координатах) следует заменить частную производную (запятую) любого тензора, напр. $T^\alpha_{\beta,\nu}$ в (20), на *ковариантную производную* (точку с запятой) $T^\alpha_{\beta;\nu}=\partial T^\alpha_\beta/\partial x^\nu+\Gamma^\alpha_{\delta\nu}T^\delta_\beta-\Gamma^\delta_{\beta\nu}T^\alpha_\delta$, добавляя на каждый контравариантный индекс α член $+\Gamma^\alpha_{\delta\nu}T^{\ldots\delta}_{\ldots}$, а на каждый ковариантный индекс β член $-\Gamma^\delta_{\beta\nu}T^{\ldots}_{\ldots\delta}$, где $\Gamma^\mu_{\nu\varepsilon}=(1/2)g^{\mu\delta}(g_{\delta\nu,\varepsilon}+g_{\delta\varepsilon,\nu}-g_{\nu\varepsilon,\delta})$ — *Кристоффеля символы*.

В результате ур-ния Э. (1′), (8) (без магн. зарядов) суть

$$m_n\frac{dv^\alpha_n}{d\tau_n}=c^{-1}q_nF^\alpha_\beta v^\beta_n-m_n\Gamma^\alpha_{\delta\nu}v^\delta_nv^\nu_n,\ v^\alpha_n=\frac{dx^\alpha}{d\tau_n}, \qquad (1'')$$

$$F^{\alpha\beta}_{\ \ ;\beta}\equiv\frac{1}{\sqrt{-g}}\frac{\partial(\sqrt{-g}F^{\alpha\beta})}{\partial x^\beta}=-\frac{4\pi}{c}j^\alpha,\ F_{\alpha\beta,\nu}+F_{\nu\alpha,\beta}+F_{\beta\nu,\alpha}=0 \qquad (8'')$$

($g=\det g_{\alpha\beta}$), причём последнее ур-ние не меняет свой вид и удовлетворяется введением прежних потенциалов (13). Вектор 4-тока

$$j^\alpha=\sum_n q_n\frac{c}{\sqrt{-g}}\delta(r-r_n)\frac{dx^\alpha_n}{dx^0},$$

или для непрерывного распределения зарядов $j^\alpha=\sum_n j^\alpha_n$, где $j^\alpha_n=(\rho_nc/\sqrt{g_{00}})dx^\alpha_n/dx^0$ [в окрестности мировой линии $x_n(t)$], а плотность зарядов $\rho=\sum_n\rho_n\equiv j^0\sqrt{g_{00}}/c$. Ур-ние непрерывности $T^\nu_{\beta;\nu}=-f_\beta$ для плотности энергии-импульса эл.-магн. поля (12) (и аналогично — зарядов) принимает вид

$$\frac{1}{\sqrt{-g}}\frac{\partial(\sqrt{-g}\,T^{\beta\nu})}{\partial x^\nu}=-f^\beta-\Gamma^\beta_{\delta\nu}T^{\delta\nu} \qquad (21'')$$

и содержит, наряду с силой Лоренца f^β [ср. (21)], силу тяготения. Последняя имеется также в ур-нии движения зарядов (1″), куда, кроме того, нужно в качестве поправки ввести силу реакции излучения. Она включает дополнительные к (18) слагаемые, связанные с ускоренным движением заряда в гравитац. поле, в т. ч. создаваемом 4-импульсом эл.-магн. поля — внешнего и собственного.

Поле тяжести как среда. Электрическое E и магнитное B поля, определяемые компонентами $F_{\alpha\beta}=g_{\alpha\nu}F^\nu_\beta$, по-прежнему находятся, согласно (1″), непосредственными измерениями ускорений пробных заряж. частиц, движущихся с определённой скоростью v^α_n в локально инерциальной (свободно падающей) системе отсчёта, где $\Gamma^\alpha_{\delta\nu}=0$ (см. *Геодезическая линия*). Для записи ур-ний поля (8″) в 3-мерной форме удобно ввести вектор $G_i=-g_{0i}/g_{00}$, 3-мерный метрич. тензор $\gamma_{il}=-g_{il}+g_{00}G_iG_l$, его определитель $\Gamma=\det\gamma_{il}$ и новые, отличные от $E_i=F_{0i}$ и $B^i=-(1/2\sqrt{\Gamma})\varepsilon^{ijl}F_{jl}$, поля

$$D^i=\sqrt{g_{00}}F^{0i},\quad H_i=-\frac{1}{2}\sqrt{g_{00}\Gamma}\,\varepsilon_{ijl}F^{jl},$$

$$D=\frac{1}{\sqrt{g_{00}}}E+[HG],\quad B=\frac{1}{\sqrt{g_{00}}}H+[GE]. \qquad (22)$$

Тогда ур-ния Максвелла в гравитац. поле для произвольных локальных координат r и локального времени t принимают вид

$$\operatorname{div}D=4\pi\rho,\quad \operatorname{rot}H=-\frac{1}{c\sqrt{\Gamma}}\frac{\partial(\sqrt{\Gamma}D)}{\partial t}+\frac{4\pi}{c}j, \qquad (6'')$$

$$\operatorname{div}B=0,\quad \operatorname{rot}E=-\frac{1}{c\sqrt{\Gamma}}\frac{\partial(\sqrt{\Gamma}B)}{\partial t}. \qquad (7'')$$

формально аналогичный ур-ниям в среде. В частности, статич. гравитац. поле играет роль среды с электрич. и магн. проницаемостями $\varepsilon=\mu=1/\sqrt{g_{00}}$, причём в слабом поле тяжести всё определяется скалярным гравитац. потенциалом $\varphi_г$, поскольку $1-g_{00}\approx2\varphi_г/c^2$. Другие, иногда более удобные, формы ур-ниям (8″) можно придать, производя «3+1»-расщепление пространства-времени и переходя к «абсолютному» пространству и единому «глобальному» времени, но используя для измерения физ. величин $F_{\alpha\beta}$ и j^α систему отсчёта к.-л. локальных наблюдателей, напр. локально невращающихся [К. Торн (K. Thorne), Д. Макдональд (D. Macdonald), 1982]. Обобщая конформные преобразования (9), сохраняющие ур-ния светового конуса $x_\alpha x^\alpha=0$, можно утверждать, что ур-ния Максвелла (6″)—(8″) ковариантны по отношению к общему растяжению всех длин согласно замене:

$$g_{\alpha\beta}\to g'_{\alpha\beta}=\tilde f g_{\alpha\beta},\ F_{\alpha\beta}\to F'_{\alpha\beta}=F_{\alpha\beta},\ j_\alpha\to j'_\alpha=\tilde f^{-2}j_\alpha,$$

где $\tilde f=\tilde f(x^\delta)$ — произвольная ф-ция координат.

Оптика и термодинамика излучения в гравитац. поле. В отсутствие источников ур-ния (6″)—(8″) имеют наиб. простое решение для полей, длина волны к-рых мала по сравнению с характерным радиусом *кривизны пространства-времени* и масштабом изменения амплитуды, поляризации и длины волны этих полей. В таком приближении справедливы законы геом. оптики: световые лучи являются нулевыми геодезическими, удовлетворяющими ур-ниям $g_{\alpha\beta}dx^\alpha dx^\beta=0$; вектор поляризации поля перпендикулярен лучам и переносится параллельно вдоль них; амплитуда поля определяется законом сохранения эл.-магн. энергии в соответствии с адиабатич. постоянным числом фотонов в каждой лучевой трубке. В результате свет и радиоволны, напр. от звёзд или квазаров, проходя вблизи массивных тел, напр. галактик или чёрных дыр, испытывают угл. отклонение (рефракцию) и временно́е запаздывание. Эти эффекты, независимые от поляризации, впервые наблюдались в поле тяжести Солнца соответственно путём оптич. наблюдений затменных звёзд в 1919 [А. Эддингтон (A. Eddington)] и путём радиолокации Меркурия в 1968 И. Шапиро (I. Shapiro); в 1979—80 Д. Уолш (D. Walsh), Р. Вейман (R. Weymann) и др. обнаружили также двойные изображения квазаров, обусловленные эффектом гравитац. линзы (см. *Гравитационная фокусировка*). Кроме того, имеется изменение локально измеряемых поляризации и длины волны λ излучения. Последнее в статич. поле тяжести подчиняется закону $\lambda\sim\sqrt{g_{00}}$ и в земных условиях впервые измерено в 1960 для γ-лучей с использованием *Мёссбауэра эффекта* [Р. Паунд (R. Pound), Дж. Ребка младший (G. Rebka Jr.)]. Вследствие расширения Вселенной существует ещё космологич. *красное смещение*, благодаря к-рому сдвигаются наблюдаемые спектры далёких галактик и квазаров и происходит остывание реликтового излучения.

В общем случае в соответствии с принципами термодинамики хаотич. эл.-магн. поле в вакууме, находящееся в тепловом равновесии с окружающими телами, обладающими определённой темп-рой T, или изолированное после такого равновесного контакта, полностью характеризуется этой темп-рой и занимаемым им объёмом. Спектральная интенсивность такого равновесного, чернотельного излучения подчиняется *Планка закону излучения* и в отсутствие поля тяжести не зависит от координат. В искривлённом пространстве-времени его интенсивность изменяется, становится неоднородной. Более того, как показал В. Унру [(W. Unruh), 1976], рассматривая для простоты однородное поле тяжести (или, что эквивалентно, равномерно ускоренную систему отсчёта, движущуюся с ускорением a относительно инерциальной системы), наинизшее энергетич. состояние (нулевые колебания) эл.-магн. поля там обладает ненулевой темп-рой $T_a=\hbar a/(2\pi ck)$ (в земном поле тяжести $T_a\approx 4\cdot 10^{-20}$ К). Такую же мин. темп-ру T_a приобретает любое пробное тело, приведённое в тепловой контакт с излучением вакуума. С указанными тепловыми свойствами вакуума в ускоренной системе отсчёта связан, напр., известный эффект деполяризации электронного пучка в магн. поле накопительного кольца [Дж. Белл (J. Bell), Дж. Лейнаас (J. Leinaas), 1983], описанный ранее А. А. Соколовым и И. М. Терновым (1963) в инерциальной системе отсчёта. При испарении чёрной дыры с массой M_0 и поверхностной «напряжённостью» гравитационного поля $a_0=GM_0/r_{\text{чд}}\equiv c^4/4GM_0$ соответствующая чернотельная темп-ра, измеряемая наблюдателем на бесконечности, $T_{\text{чд}}=\hbar c^3/(8\pi GkM_0)$ и по *Вина закону смещения* отвечает характерной длине волны λ порядка *гравитационного радиуса* $r_{\text{чд}}=2GM_0/c^2$ [С. Хокинг (S. Hawking), 1974]. Квантовые свойства эл.-магн. излучения в его собств. гравитац. поле ставят также абс. предел и максимально достижимой темп-ры $T^*=m^*c^2/k\sim 10^{32}$ К, отвечающей характерной длине волны $\lambda^*\sim L^*=\hbar/m^*c$, где $m^*=\sqrt{hc/G}$ — планковская масса (А. Д. Сахаров, 1966).

Электрон-позитронный вакуум. В классич. гравитац. поле, как и во внеш. эл.-магн. поле, эл.-магн. взаимодействие меняется также вследствие неустранимой поляризации электрон-позитронных пар физ. вакуума. Последняя возникает за счёт приливного эффекта, т.е. разности сил тяжести, растягивающей электрон и позитрон в парах, имеющих виртуальный размер порядка комптоновского λ_e. Это явление, квантовое в своей основе, видоизменяет ур-ния Э. (6″)—(8″). Для перем. гравитац. полей с характерной частотой $\omega_r\gtrsim m_ec^2/\hbar$ и масштабом $\lambda_r\lesssim\lambda_e$ оно может приводить к эфф. рождению пар реальных зарядов (электронов и позитронов) и поглощению эл.-магн. волн, напр. в ранней Вселенной или в окрестности чёрных минидыр. Для более плавных в пространстве-времени гравитац. полей с характерным масштабом $\lambda_r\gg\lambda_e$ поляризация пар в осн. является виртуальной, но она вполне классич. образом влияет на эл.-магн. волны [И. Драммонд (I. Drummond), С. Хатрел (S. Hathrell), 1980]. Именно, при неизменном втором ур-нии в (8″) первое ур-ние приобретает дополнит. слагаемые, пропорциональные производным от разл. произведений нормированного тензора кривизны ($\sim\alpha\lambda_e^2/\lambda_r^2$) на тензор эл.-магн. поля ($F^{\alpha\beta}$). Для эл.-магн. волн с длинами λ в интервале $\lambda_e\ll\lambda\ll\lambda_r$, не испытывающих поглощения в вакууме, но допускающих применение геом. оптики, обнаруживается, что в зависимости от поляризации и направления распространения их скорость (фазовая и групповая) может быть как меньше, так и больше «обычной скорости света» c на величину $\sim c\alpha\lambda_e^2/\lambda_r^2$. Классич. принцип причинности и второй постулат спец. теории относительности этим не нарушаются ввиду неоднородности и анизотропии самого вакуума, обусловливающего взаимную неинерциальность соседствующих наблюдателей.

Согласно (16), вследствие поляризации вакуума в квазиоднородных эл.-магн. полях E, $B\ll E_c=B_c$ с масштабами $\lambda\sim c/\omega\gg m_ec^2/e(E+B)$, векторы индукции $\boldsymbol{D}$ и $\boldsymbol{B}$ в (22) приобретают ещё дополнит. слагаемые электрич. поляризации $\boldsymbol{P}$ и намагниченности $\boldsymbol{M}$:

$$4\pi\boldsymbol{P}=\alpha\left[2\boldsymbol{E}(\boldsymbol{E}^2-\boldsymbol{B}^2)+7\boldsymbol{B}(\boldsymbol{EB})\right](45\pi E_c^2)^{-1},$$
$$4\pi\boldsymbol{M}=\alpha\left[2\boldsymbol{B}(\boldsymbol{B}^2-\boldsymbol{E}^2)+7\boldsymbol{E}(\boldsymbol{EB})\right](45\pi B_c^2)^{-1}.$$

Поэтому даже в плоском пространстве-времени распространение света с волновым вектором $\boldsymbol{k}$ под углом θ к однородному магн. полю $\boldsymbol{B}_0$ сопровождается *двойным лучепреломлением* — фазовая скорость волн $v^{\Phi}=\omega/k$ зависит от их поляризации (направления $\boldsymbol{E}$):

$$\frac{c}{v_{\parallel}^{\Phi}}=1+7\alpha B_0^2\sin^2\theta\,(90\pi B_c^2)^{-1}$$

[$\boldsymbol{E}$ параллельно плоскости ($\boldsymbol{k}$, $\boldsymbol{B}_0$)];

$$\frac{c}{v_{\perp}^{\Phi}}=1+4\alpha B_0^2\sin^2\theta\,(90\pi B_c^2)^{-1}$$

[$\boldsymbol{E}$ перпендикулярно плоскости ($\boldsymbol{k}$, $\boldsymbol{B}_0$)], если

$$h\omega\ll m_ec^2|\sin\theta|\,B_cB_0^{-1}.$$

В таком намагниченном вакууме происходят параметрич. взаимодействие и распад волн (фотонов), образование гармоник, простых и ударных волн [С. Адлер (S. Adler), 1970; В. В. Железняков, А. Л. Фабрикант, 1982], а при движении зарядов наряду с магнитотормозным излучением возникают *Черенкова — Вавилова излучение* и *переходное излучение* [Т. Эрбер (T. Erber), 1976; В. Л. Гинзбург, В. Н. Цытович, 1978]. При наличии реальной среды, напр. плазмы, многообразие явлений генерации излучения, пространственно-временно́й дисперсии и нелинейности волн значительно возрастает. Отметим, что многие имеющиеся здесь теоретич. предсказания Э. (особенно в задачах астрофизики), напр. коллективная аннигиляция сгустков электрон-позитронной плазмы с образованием когерентного γ-излучения, пока являются весьма экзотическими с точки зрения их наблюдательной проверки.

Макроскопическая электродинамика

С общих позиций Э. случай электрон-позитронного вакуума и даже плазмы во внеш. полях является не более чем характерным примером среды. В общем случае при наличии большого числа заряж. частиц (связанных или нет), возможность описания движения каждой из к-рых ограничена, хотя бы в силу квантово-статистич. законов, ур-ния Максвелла представляются стохастическими, описывающими эл.-магн. поля как случайные ф-ции координат и времени. Стохастическими являются и ур-ния движения вещества (зарядов среды), в частности материальные соотношения, характеризующие отклик на эл.-магн. поле, т.е. представляющие плотность тока как функционал поля: $j^{\alpha}(x^{\beta})=j^{\alpha}\{F_{\nu\mu}(x^{\delta})\}$. Последний может быть нелинейным и нелокальным (интегродифференциальным) и, вообще говоря, определяется независимыми от Э. закономерностями устройства среды.

Макроскопические уравнения. Флуктуации обычно отходят на второй план при наличии достаточно большого кол-ва однотипных частиц на масштабе изменения поля. Тогда без существенных потерь информации об эл.-магн. процессах можно провести квантово-статистич. усреднение ур-ний (6), (7) (без магн. зарядов) и материальных соотношений, записав их как ур-ния макроскопич. электродинамики для средних полей и токов:

$$\operatorname{div}\boldsymbol{D}^{\text{п}}=4\pi\rho_{\text{ст}},\quad \operatorname{rot}\boldsymbol{B}=\frac{1}{c}\frac{\partial\boldsymbol{D}^{\text{п}}}{\partial t}+\frac{4\pi}{c}\boldsymbol{j}_{\text{ст}};$$
$$\operatorname{div}\boldsymbol{B}=0,\quad \operatorname{rot}\boldsymbol{E}=-\frac{1}{c}\frac{\partial\boldsymbol{B}}{\partial t};\qquad(23)$$
$$\boldsymbol{D}^{\text{п}}=\boldsymbol{E}+4\pi\boldsymbol{P}^{\text{п}},\quad \frac{\partial\boldsymbol{P}^{\text{п}}}{\partial t}=\boldsymbol{j}\{\boldsymbol{E},\boldsymbol{B}\}.$$

На резких границах раздела в среде необходимы граничные условия для нормальных (n) и тангенциальных (τ)

компонент полей

$$D^{\text{п}}_{2n}-D^{\text{п}}_{1n}=4\pi(\sigma+\sigma_{\text{ст}}),\ [\boldsymbol{n},\boldsymbol{B}_2-\boldsymbol{B}_1]=\frac{4\pi}{c}(\boldsymbol{i}+\boldsymbol{i}_{\text{ст}});\qquad \boldsymbol{B}_{2n}=\boldsymbol{B}_{1n},\ \boldsymbol{E}_{2\tau}=\boldsymbol{E}_{1\tau}. \tag{24}$$

Они вместе с выражениями для поверхностных плотности заряда σ и тока $\boldsymbol{i}$ через $\boldsymbol{j}$ получаются из (23) предельным переходом ($\boldsymbol{n}$ — нормаль к границе раздела, направленная из первой во вторую часть среды). Здесь для определённости пространство-время предполагается плоским, а вакуум — однородным и изотропным, используется инерциальная система отсчёта, к.-л. образом связанная со средой в целом. Все свойства среды, за исключением сторонних зарядов $\rho_{\text{ст}}$ и токов $\boldsymbol{j}_{\text{ст}}$, включены в новое поле электрич. индукции $\boldsymbol{D}^{\text{п}}(t,\ \boldsymbol{r})$ [или полной электрич. поляризации $\boldsymbol{P}^{\text{п}}(t,\ \boldsymbol{r})$] и задаются функционалом $\boldsymbol{j}\{\boldsymbol{E},\ \boldsymbol{B}\}$. В линейной Э. соответствующее материальное ур-ние имеет вид

$$D^{\text{п}}_i(t,\ \boldsymbol{r})=\int\limits_{-\infty}^{t}dt'\int\limits_V d^3r'\hat{\varepsilon}^{\text{п}}_{ij}(t,\ t',\ \boldsymbol{r},\ \boldsymbol{r}')E^j(t,\ \boldsymbol{r}'), \tag{25}$$

учитывающий временну́ю (частотную) и пространственную дисперсии, т. е. запаздывание и нелокальность эл.-магн. отклика среды (см. *Диспергирующая среда*). Эти явления обязаны, напр., собственным молекулярным колебаниям и конечности межатомных расстояний в твёрдом теле или длины свободного пробега ионов и электронов в плазме. Система (23)—(25) обладает полнотой, позволяя однозначно определить поля в любой области среды V, если для них заданы необходимые начальные и граничные условия; для учёта влияния среды вне рассматриваемой области V на процессы внутри неё на её границе Σ требуется ставить нелокальные, интегральные условия.

При таком подходе макроскопич. поля и движение отд. частиц среды выпадают из рассмотрения. Так, в отсутствие дисперсии, согласно *Ома закону* $j^i=\sigma^{il}E_l$, плотность тока в проводнике при учёте только свободных зарядов полностью определяется тензором его проводимости σ^{il} и средним электрич. полем E_l. В соответствии с этим иногда делают дополнит. приближения. Скажем, в электростатике поле внутри проводника считается равным нулю, а свободные заряды — сосредоточенными только на его поверхности, хотя в действительности они отличны от нуля, по крайней мере в тонком поверхностном слое. Аналогично в магнитостатике сверхпроводников 1-го рода вследствие *Мейснера эффекта* предполагается невозможным существование объёмных внутренних плотностей тока и магн. поля, хотя они заведомо имеются в поверхностном слое конечной толщины (см. также *Скин-эффект*, *Леонтовича граничное условие*). Подобные дополнит. приближения не обязательны, поскольку ур-ния (23) позволяют учесть сколь угодно резкие изменения полей в пространстве и во времени, если в них не проведено усреднение по физически бесконечно малым объёму и интервалу времени. Последняя операция, часто используемая со времён Лоренца (1902), ведёт к более грубому пренебрежению флуктуациями, чем статистич. усреднение, и может ограничивать возможности анализа пространственной и частотной дисперсии сред, напр. динамики поверхностных *поляритонов*. Что касается возможного отличия действующего на заряды поля $\boldsymbol{E}_g$ от среднего $\boldsymbol{E}$ (т. н. поправки Лоренца, равной, напр., $\boldsymbol{E}_g-\boldsymbol{E}=4\pi\boldsymbol{P}^{\text{п}}/3$ в кубич. кристалле или в газе нейтральных молекул), то в обоих способах усреднения оно предполагается принятым во внимание при микроскопич. выводе материальных соотношений благодаря учёту корреляций взаимного расположения частиц и их взаимной непроницаемости.

Дисперсионные и энергетические соотношения. В стационарной однородной среде удобно перейти к фурье-образам полей, получая, в частности, из (25)

$$D^{\text{п}}_i(\omega,\ \boldsymbol{k})=\varepsilon^{\text{п}}_{ij}E^j(\omega,\ \boldsymbol{k}),$$

$$\varepsilon^{\text{п}}_{ij}(\omega,\ \boldsymbol{k})=\int\limits_0^{\infty}d\tau\int\limits_V d^3\boldsymbol{R}\hat{\varepsilon}^{\text{п}}_{ij}(\tau,\ \boldsymbol{R})\exp(i\omega\tau-i\boldsymbol{k}\boldsymbol{R}), \tag{26}$$

$$\boldsymbol{E}(t,\ \boldsymbol{r})=\int d\omega\int d^3k\boldsymbol{E}(\omega,\ \boldsymbol{k})\exp(-i\omega t+i\boldsymbol{k}\boldsymbol{r}),$$

$$t-t'=\tau,\ \boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}'=\boldsymbol{R}.$$

Полный тензор *диэлектрической проницаемости* $\varepsilon^{\text{п}}_{ij}$ учитывает не только электрич., но и магн. свойства среды, т. е. влияние индукции $\boldsymbol{B}$ на $\boldsymbol{D}^{\text{п}}$. Он обладает определ. свойствами симметрии (см., напр., *Анизотропная среда*, *Гиротропная среда*), а также аналитичности — как комплексная ф-ция своих комплексных аргументов ω и $\boldsymbol{k}$. Напр., согласно принципу причинности в устойчивой, в частности равновесной, среде при $\boldsymbol{k}\to 0$ тензор $\varepsilon^{\text{п}}_{ij}(\omega,\ \boldsymbol{k}\to 0)$ не имеет полюсов в верх. полуплоскости $\operatorname{Im}\omega\geqslant 0$ для диэлектриков, имеет простой полюс $1/\omega$ для проводников и полюс второго порядка $1/\omega^2$ для сверхпроводников. При $\boldsymbol{k}\neq 0$ сказанное заведомо справедливо лишь в отношении обратного тензора $(\varepsilon^{\text{п}}_{ij})^{-1}(\omega,\ \boldsymbol{k})$, связывающего поле $\boldsymbol{E}$ с вызывающей его индукцией $\boldsymbol{D}^{\text{п}}$, к-рой можно независимо, в отличие от $\boldsymbol{E}$, управлять путём изменения внеш. зарядов $\rho_{\text{ст}}(t,\ \boldsymbol{r})$ (Д. А. Киржниц, 1976). Отсюда можно прийти к *дисперсионным соотношениям*, связывающим вещественную и мнимую части $\varepsilon^{\text{п}}_{ij}(\omega,\ \boldsymbol{k}\to 0)$ [или $(\varepsilon^{\text{п}}_{ij})^{-1}(\omega,\ \boldsymbol{k})$]. Существуют и др. феноменологич. соотношения и ограничения на возможный вид тензора проницаемости. Так, поскольку для монохроматич. волны $\boldsymbol{E}=\operatorname{Re}[\boldsymbol{E}_0\exp(-i\omega t+i\boldsymbol{k}\boldsymbol{r})]$ с вещественными ω и $\boldsymbol{k}$ тепловая энергия, выделяющаяся в единице объёма за единицу времени (*джоулевы потери*), равна $Q^{\text{п}}=(\omega/8\pi)[\operatorname{Im}\varepsilon^{\text{п}}_{ij}(\omega,\ \boldsymbol{k})]\cdot E^i_0E^{*j}_0$, то в равновесной среде в соответствии с принципом возрастания *энтропии* должно быть $Q^{\text{п}}>0$ (при $\omega>0$) для любого комплексного $\boldsymbol{E}_0$.

Справедливость указанного определения $Q^{\text{п}}$ в условиях изменения общей энергии среды и поля за счёт работы сторонних источников становится ясной, если усреднить по достаточно большим объёмам и интервалам времени вытекающее из (23) соотношение Пойнтинга:

$$\frac{1}{4\pi}\boldsymbol{E}\frac{\partial\boldsymbol{D}^{\text{п}}}{\partial t}+\frac{1}{4\pi}\boldsymbol{B}\frac{\partial\boldsymbol{B}}{\partial t}=-\frac{c}{4\pi}\operatorname{div}[\boldsymbol{E}\boldsymbol{B}]-\boldsymbol{j}_{\text{ст}}\boldsymbol{E}. \tag{27}$$

Без микроскопич. анализа энергетич. смысл членов в (27) для диссипативной среды является, вообще говоря, неоднозначным. Лишь в прозрачной среде для квазимонохроматич. пакета однородных волн можно заранее указать ср. плотность энергии и её поток, а также групповую скорость волн $\boldsymbol{v}_{\text{гр}}=\boldsymbol{S}/w$ [Л. Бриллюэн (L. Brillouin), 1921; М. Е. Герценштейн, 1954]

$$w=\frac{1}{16\pi}\left\{\frac{\partial[\omega\operatorname{Re}\varepsilon^{\text{п}}_{ij}(\omega,\boldsymbol{k})]}{\partial\omega}E^i_0E^{*j}_0+B^i_0B^{*j}_0\right\},$$

$$\boldsymbol{S}=\frac{c}{8\pi}\operatorname{Re}[\boldsymbol{E}_0\boldsymbol{B}^*_0]-\frac{\omega}{16\pi}\frac{\partial\operatorname{Re}\varepsilon^{\text{п}}_{ij}(\omega,\boldsymbol{k})}{\partial\boldsymbol{k}}E^i_0E^{*j}_0.$$

При этом даже в однородной изотропной немагнитной среде без пространственной дисперсии, когда $\boldsymbol{D}^{\text{п}}_0=\varepsilon^{\text{п}}(\omega)\boldsymbol{E}_0$, на единицу объёма среды действуют не только сила Лоренца со стороны внеш. зарядов и токов и *пондеромоторная сила*, связанная с пространственной неоднородностью полей, но ещё и т. н. сила Абрагама (см. также *Максвелла тензор натяжений*), обусловленная нестационарностью полей,

$$\boldsymbol{f}_{\text{A}}=\frac{\varepsilon^{\text{п}}-1}{8\pi c}\operatorname{Re}\frac{\partial}{\partial t}[\boldsymbol{E}_0,\ \boldsymbol{B}^*_0]+\frac{\omega}{8\pi c}\frac{d\varepsilon^{\text{п}}}{d\omega}\operatorname{Re}\left[\frac{\partial\boldsymbol{E}_0}{\partial t},\ \boldsymbol{B}^*_0\right]$$

(Х. Вашини, В. И. Карпман, 1976).

Поляритоны (светоэкситоны). При учёте пространственной дисперсии в ур-ниях Максвелла для фурье-образов полей при замене (25) на (26) необходимо указать ещё дополнит. граничные условия, обусловливаемые физ. свойствами поверхности среды (С. И. Пекар, 1957; В. Л. Гинзбург, 1958) (см. *Кристаллооптика*). Эти условия определяют, в частности, эффективность возбуждения в ней разл. *нормальных волн* (поляритонов), в т. ч. поперечных ($\boldsymbol{E}\perp\boldsymbol{k}$) и продольных ($\boldsymbol{E}\parallel\boldsymbol{k}$, $\boldsymbol{D}=\boldsymbol{B}=0$) (см. *Плазмон*). Дисперсия $\boldsymbol{k}_a=\boldsymbol{k}_a(\omega)$ или $\omega_a=\omega_a(\boldsymbol{k})$, а также поляризация $\boldsymbol{E}_a(\boldsymbol{k})$ и групповая скорость $\boldsymbol{v}_{\text{гр}}=d\omega_a/d\boldsymbol{k}$ всех этих

волн ($a=1, 2, 3, \ldots$), согласно (23), находятся из однородной системы алгебраических ур-ний $[\omega^2 c^{-2}\varepsilon^n_{ij}(\omega, \boldsymbol{k}) - k^2\delta_{ij} + k_i k_j]E^j(\omega, \boldsymbol{k}) = 0$. Для решения разл. задач, напр. об излучении сторонних источников или о развитии неустойчивости волн в неравновесной среде, широко применяется т. н. гамильтонов метод анализа поля излучения, основанный на его разложении по нормальным волнам (В. Л. Гинзбург, 1940).

Без учёта пространственной дисперсии, т. е. зависимости ε^n_{ij} от волнового вектора $\boldsymbol{k}$, при решении граничной задачи остаются, как и в вакууме, только две, различающиеся поляризациями $\boldsymbol{E}_{o,e}$, обыкновенная ($a=o$) и необыкновенная ($a=e$) волны $\boldsymbol{k}_{o,e}(\omega)$ (см. *Френеля уравнение*), а также продольные колебания на дискретных частотах, для к-рых $\det\varepsilon^n_{ij}(\omega_\parallel)=0$. При решении начальной задачи имеющаяся частотная дисперсия $\varepsilon^n_{ij}(\omega)$ сказывается более явно и поэтому даже в изотропной среде благодаря поляризац. вырождению $\boldsymbol{k}_o(\omega)=\boldsymbol{k}_e(\omega)$ может быть неск. дисперсионных кривых $\omega_a(\boldsymbol{k})$ — в соответствии с числом разл. свободных самосогласованных колебаний зарядов среды и поля с заданными волновым $\boldsymbol{k}$ и поляризационным $\boldsymbol{E}$ векторами. На рис. 3 приведён схематич. вид спектра нормальных волн в случае материального соотношения

$$\frac{d^2\boldsymbol{P}^n}{dt^2}+2T_2^{-1}\frac{d\boldsymbol{P}^n}{dt}+(\omega_0^2+T_2^{-2})\boldsymbol{P}^n=2d^2N(n_1-n_2)\omega_0\hbar^{-1}\boldsymbol{E}, \quad (28)$$

отвечающего модели изотропной среды практически неподвижных молекул с двумя энергетич. состояниями $\mathscr{E}_{1,2}$, $\mathscr{E}_2-\mathscr{E}_1=\hbar\omega_0$, их населённостями n_1 и n_2, концентрацией N, электрич. дипольным моментом перехода d с временем

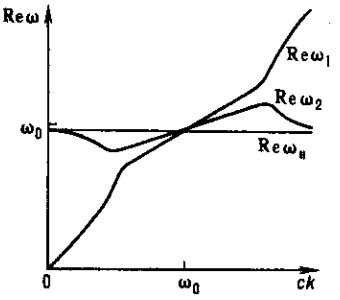


Рис. 3. Качественный вид дисперсионных кривых нормальных волн в среде, состоящей из двухуровневых молекул — осцилляторов.

некогерентной релаксации T_2. Модель (28) лежит в основе *квантовой электроники*: при инверсии населённостей ($n_1<n_2$) активных энергетич. уровней молекул образца среды в зависимости от скоростей релаксации поляризации $\boldsymbol{P}^n$ и поля $\boldsymbol{E}$ возникает неустойчивость одной из двух волн $\omega_{1,2}(\boldsymbol{k})$, ведущая к мазерной генерации ($\mathrm{Im}\,\omega_1>0$; см. *Лазер*) либо к *сверхизлучению* Дикке (R. Dicke) ($\mathrm{Im}\,\omega_2>0$).

Магнитная и электрическая восприимчивости. В Э. сплошных сред часто используется отличная от (23), более симметричная форма ур-ний. Она основана на выделении тока проводимости «свободных» зарядов $\boldsymbol{j}_0$ (посредством введения к.-л. тензора проводимости) и намагниченности $\boldsymbol{M}'$, позволяющей ввести новый вектор напряжённости магн. поля $\boldsymbol{H}(t, \boldsymbol{r})=\boldsymbol{B}-4\pi\boldsymbol{M}'$ и новые тензоры *магнитной проницаемости* $\hat{\mu}_{ij}(t, t', \boldsymbol{r}, \boldsymbol{r}')$ и $\mu_{ij}(\omega, \boldsymbol{k})$, играющие в ф-лах вида (25), (26) роль, аналогичную вектору $\boldsymbol{E}$ и переопределённым тензорам $\hat{\varepsilon}_{ij}$ и ε_{ij} соответственно. В результате полная плотность тока разлагается на 3 части: $\boldsymbol{j}\{\boldsymbol{E}, \boldsymbol{B}\}=\boldsymbol{j}_0+c\,\mathrm{rot}\,\boldsymbol{M}'+\partial\boldsymbol{P}'/\partial t$, а индукция магн. поля $\boldsymbol{B}$ становится аналогичной вновь переопределённой индукции электрич. поля $\boldsymbol{D}=\boldsymbol{E}+4\pi\boldsymbol{P}'$, выражающейся через «оставшуюся» поляризацию $\boldsymbol{P}'$ (электрич. дипольный момент единицы объёма).

В условиях пространственной дисперсии среды, не говоря уже об её нелинейности, макроскопич. процедура выделения $\boldsymbol{j}_0$, $\boldsymbol{M}'$, $\boldsymbol{P}'$ и введения новых $\hat{\sigma}_{ij}$, σ_{ij}, $\hat{\mu}_{ij}$, μ_{ij}, $\hat{\varepsilon}_{ij}$, ε_{ij} по старым $\hat{\varepsilon}^n_{ij}$, ε^n_{ij} неоднозначна. Это обстоятельство обусловлено невозможностью строго разделить замкнутые и незамкнутые токи или токи «свободных» и «связанных» зарядов, особенно для эл.-магн. полей с характерными масштабами, к-рые не могут считаться большими по сравнению с размерами области локализации «связанных» зарядов, напр. электронов в молекулах. Причиной неоднозначности может служить релятивистская взаимосвязь $\boldsymbol{P}'$ с $\boldsymbol{M}'$ или $\boldsymbol{P}'$ с $\boldsymbol{j}_0$, скажем, в многокомпонентной среде при наличии неск. потоков зарядов в каждом элементарном объёме dV. Даже в простейшем случае непроводящей изотропной (негиротропной и немагнитоактивной) линейной однородной стационарной среды, где общее выражение для полной проницаемости суть

$$\varepsilon^n_{ij}=(\delta_{ij}-k_ik_j/k^2)\varepsilon^n_\perp(\omega, \boldsymbol{k})+(k_ik_j/k^2)\varepsilon^n_\parallel(\omega, \boldsymbol{k})$$

($\varepsilon_\perp$ и $\varepsilon_\parallel$ — диэлектрич. проницаемости среды соответственно в случаях, когда $\boldsymbol{E}$ перпендикулярно и параллельно $\boldsymbol{k}$), связь прежних фурье-образов $D^n_i=\varepsilon^n_{ij}E^j$ можно заменить, напр., на две эквивалентные пары новых связей (А. М. Игнатов, А. А. Рухадзе, 1981):

$$1)\ D_l(\omega, \boldsymbol{k})=\bar{\varepsilon}_{ij}E^j(\omega, \boldsymbol{k}), \quad B_i(\omega, \boldsymbol{k})=\bar{\mu}\delta_{ij}H^j(\omega, \boldsymbol{k});$$

$$\varepsilon_{ij}=\delta_{ij}+[\varepsilon^n_\parallel(\omega, k)-1]k_tk_jk^{-2}, \quad \frac{1}{\bar{\mu}}=1-[\varepsilon^n_\perp(\omega, k)-1]\frac{\omega^2}{c^2k^2};$$

$$2)\ \boldsymbol{D}(\omega k)=\varepsilon\boldsymbol{E}(\omega, k), \quad \boldsymbol{B}(\omega, k)=\mu\boldsymbol{H}(\omega, k);$$

$$\varepsilon=\varepsilon^n_\parallel(\omega, k), \quad \frac{1}{\mu}=1-\left[\varepsilon^n_\perp(\omega, k)-\varepsilon^n_\parallel(\omega, k)\right]\frac{\omega^2}{c^2k^2}.$$

Тем не менее в известных приближениях определённое разделение удаётся провести либо из микроскопич. соображений, либо за счёт дополнит. условий в к.-л. частных случаях.

Движущиеся среды. Для указанного разложения $\boldsymbol{j}\{\boldsymbol{E}, \boldsymbol{B}\}$ ур-ния (23) принимают вид

$$\mathrm{div}\,\boldsymbol{D}=4\pi(\rho_0+\rho_{ст}), \quad \mathrm{rot}\,\boldsymbol{H}=\frac{1}{c}\frac{\partial\boldsymbol{D}}{\partial t}+\frac{4\pi}{c}(\boldsymbol{j}_0+\boldsymbol{j}_{ст}) \quad (6')$$

$$\mathrm{div}\,\boldsymbol{B}=4\pi(\tilde{\rho}_0+\tilde{\rho}_{ст}), \quad \mathrm{rot}\,\boldsymbol{E}=-\frac{1}{c}\frac{\partial\boldsymbol{B}}{\partial t}-\frac{4\pi}{c}(\tilde{\boldsymbol{j}}_0+\tilde{\boldsymbol{j}}_{ст}). \quad (7')$$

В (7′) включены ещё эфф. магн. заряды и токи, иногда используемые, напр., для удовлетворения определ. граничным условиям при описании свойств неоднородных сред или при переходе во вращающуюся систему отсчёта с целью отыскания решений граничных задач путём применения *двойственности перестановочной принципа* (преобразований дуальности Ларжора — Пистолькорса), обобщающего (10) на случай макроскопич. Э. Ур-ния (6′), (7′) сохраняют свой вид при переходе в произвольную инерциальную систему отсчёта (относительно к-рой среда равномерно движется с локальной скоростью $\boldsymbol{u}$), если учесть релятивистские преобразования токов j^α_0, $j^\alpha_{ст}$, $\tilde{j}^\alpha_0$, $\tilde{j}^\alpha_{ст}$ и полей (2). Поля $\boldsymbol{D}$ и $\boldsymbol{H}$ преобразуются аналогично полям $\boldsymbol{E}$ и $\boldsymbol{B}$ соответственно и образуют тензор индукции $H_{\alpha\beta}$, аналогичный $F_{\alpha\beta}$ (1′). Поэтому ур-ниям (6′), (7′) можно придать релятивистски ковариантную форму:

$$H^{\alpha\beta}_{,\beta}=-\frac{4\pi}{c}(j^\alpha_0+j^\alpha_{ст}), \quad \tilde{F}^{\alpha\beta}_{,\beta}=-\frac{4\pi}{c}(\tilde{j}^\alpha_0+\tilde{j}^\alpha_{ст}). \quad (8')$$

Однако в общем случае, в отличие от силы Лоренца в вакууме (1′) или (11), заменяющие её материальные соотношения не обладают релятивистской ковариантностью, поскольку явно выделена локально инерциальная система отсчёта, связанная со средой. Ситуация упрощается в среде без пространственно-временной дисперсии, имеющей вещественные проницаемости и проводимости, для простоты предполагающиеся изотропными в этой системе отсчёта:

$$\boldsymbol{D}=\varepsilon(t, \boldsymbol{r})\boldsymbol{E}, \quad \boldsymbol{B}=\mu(t, \boldsymbol{r})\boldsymbol{H}; \quad \boldsymbol{j}_0=\sigma(t, \boldsymbol{r})\boldsymbol{E}, \quad \tilde{\boldsymbol{j}}_0=\tilde{\sigma}(t, \boldsymbol{r})\boldsymbol{H}.$$

В произвольной системе отсчёта эти материальные соотношения принимают вид [Г. Минковский (G. Minkowski), 1908]

$$\boldsymbol{D}+\frac{1}{c}[\boldsymbol{uH}]=\varepsilon\left(\boldsymbol{E}+\frac{1}{c}[\boldsymbol{uB}]\right), \quad \boldsymbol{B}-\frac{1}{c}[\boldsymbol{uE}]=\mu\left(\boldsymbol{H}-\frac{1}{c}[\boldsymbol{uD}]\right),$$

$$j_0=\sigma\gamma\left(E+\frac{1}{c}[uB]\right),\quad \tilde{j}_0=\tilde{\sigma}\gamma\left(H-\frac{1}{c}[uD]\right);$$

$$\gamma=1/\sqrt{1-u^2/c^2}.$$

Их явная ковариантность устанавливается эквивалентной формой записи (И. Е. Тамм, 1924; М. И. Рязанов, 1957; Б. М. Болотовский, С. Н. Столяров, 1977)

$$H^{\alpha\beta}=\tilde{\varepsilon}^{\alpha\beta\eta\nu}F_{\eta\nu},$$

$$\tilde{\varepsilon}^{\alpha\beta\eta\nu}=\mu^{-1}\left[\delta^{\alpha\eta}-(\varepsilon\mu-1)u^\alpha u^\eta\right]\left[\delta^{\beta\nu}-(\varepsilon\mu-1)u^\beta u^\nu\right],$$

$$j_0^\alpha=\sigma F_\beta^\alpha u^\beta,\quad \tilde{j}_0^\alpha=\tilde{\sigma}H_\beta^\alpha u^\beta,\quad u^{\beta'}=(\gamma c,\ \gamma u).$$

Соответствующим образом меняются и граничные условия (24). Напр., в отсутствие поверхностных зарядов и токов на границе раздела сред, движущейся с локальной скоростью v', наряду с нормальными компонентами индукций D, B должны быть непрерывны тангенциальные компоненты векторов

$$E+[vB]/c,\quad H-[vD]/c.$$

Электромагнитные взаимодействия в среде. Неоднородное движение среды или движение одних элементов среды относительно других нарушает её изотропию и равновесность, делает возможными неустойчивость и усиление эл.-магн. волн за счёт кинетич. энергии вещества (см., напр., *Неустойчивости плазмы*), видоизменяет потенциалы Льенара — Вихерта, в частности кулоновское поле покоящегося заряда, а при наличии временной дисперсии частично переводит её в пространственную (и наоборот). Уже в покоящейся среде собственное поле и поле излучения к.-л. источников, напр. движущихся заряж. частиц, могут качественно отличаться от поля в вакууме, даже если отвлечься от их непосредств. столкновений с частицами среды, вызывающих искривление траекторий, ионизац. потери и др. Дело в том, что наряду с колебаниями эл.-магн. поля неизбежно должны возбуждаться самосогласованные колебания зарядов в среде; в частности, излучаться могут только нормальные волны. Так, на тормозное излучение, эл.-магн. массу, эфф. заряд и радиац. трение быстрой частицы принципиально влияет вызываемая её движением переполяризация среды (Э. Ферми, 1940). Эти явления наблюдаются, напр., при *каналировании заряженных частиц* в кристаллах или в газах. Обнаруживаются возможности *Черенкова — Вавилова излучения, переходного излучения* и *ондуляторного излучения*, аномального *Доплера эффекта* и др. особенности излучения монопольных, дипольных и мультипольных конфигураций зарядов. Изменяется характер распространения излучения, в т. ч. геом. оптика и дифракция, особенно в нестационарной и неоднородной среде. В результате меняется эффективность взаимодействия зарядов.

Ситуация может усложняться нелинейными свойствами эл.-магн. волн и их взаимодействий с частицами, а также разл. процессами рассеяния на упругих, тепловых и др. неэлектромагн. возбуждениях среды. Скажем, возможно нелинейное черенковское излучение под действием короткого импульса сильного эл.-магн. поля, возбуждающего на своём пути нелинейную поляризацию среды в отсутствие к.-л. сторонних зарядов и токов (см. также *Электродинамика движущихся сред*).

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Теоретическая физика, т. 2, 4, 8, М., 1980—89; Джексон Дж., Классическая электродинамика, пер. с англ., М., 1965; Агранович В. М., Гинзбург В. Л., Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии и теория экситонов, 2 изд., М., 1979; Вейнберг С., Гравитация и космология, пер. с англ., М., 1975; Стражев В. И., Томильчик Л. М., Электродинамика с магнитным зарядом, Минск, 1975; Гинзбург В. Л., Теоретическая физика и астрофизика, 3 изд., М., 1987; Гроот С. Р. де, Сатторп Л. Г., Электродинамика, пер. с англ., М., 1982; Туров Е. А., Материальные уравнения электродинамики, М., 1983; Железняков В. В., Кочаровский В. В., Кочаровский Вл. В., Волны поляризации и сверхизлучение в активных средах, «УФН», 1989, т. 159, с. 193.

В. В. Кочаровский, Вл. В. Кочаровский.

ЭЛЕКТРОДИНА́МИКА ДВИ́ЖУЩИХСЯ СРЕД — раздел электродинамики, в к-ром рассматриваются эл.-магн. явления в равномерно движущихся средах, т. е. распространение и излучение в них эл.-магн. волн.

Эксперим. материал по Э. д. с. накапливался и теоретически осмысливался в течение неск. веков (см. *Аберрация света, Доплера эффект, Оптика движущихся сред, Майкельсона опыт, Рентгена опыт, Роуланда опыт, Физо опыт, Эйхенвальда опыт*). Полное объяснение этого материала стало возможным только после создания А. Эйнштейном (1905) спец. теории относительности.

В 1908 Г. Минковский (G. Minkowski) показал, что *Максвелла уравнения* для покоящихся сред в сочетании с принципом относительности Эйнштейна однозначно определяют эл.-магн. поле в движущейся среде. Ур-ния для полей в движущейся с пост. скоростью u изотропной среде совпадают с ур-ниями Максвелла в покоящейся среде, однако материальные соотношения между напряжённостями электрического E и магнитного H полей и соответствующими индукциями D и B имеют более сложный, чем в покоящейся среде, вид:

$$\begin{aligned}D+c^{-1}[uH]&=\varepsilon\{E+c^{-1}[uB]\},\\ B-c^{-1}[uE]&=\mu\{H-c^{-1}[uD]\},\end{aligned}\qquad(1)$$

где ε и μ — диэлектрич. и магн. проницаемости покоящейся среды. Материальные ур-ния Минковского (1) и ур-ния Максвелла удовлетворительно объясняют результаты всех экспериментов по изучению эл.-магн. явлений в движущихся средах, в частности по распространению света в движущейся среде (аберрация света, опыт Физо) и по отражению и преломлению эл.-магн. волн на движущихся границах раздела.

Поля и их потенциалы в движущейся среде. Поля источников излучения удобно описывать с помощью ур-ний Максвелла — Минковского, записанных в релятивистски инвариантном (ковариантном) четырёхмерном виде:

$$\frac{\partial H_{ik}}{\partial x_k}=\frac{4\pi}{c}j_i,\quad \frac{\partial F_{ik}}{\partial x_l}+\frac{\partial F_{kl}}{\partial x_i}+\frac{\partial F_{li}}{\partial x_k}=0,\qquad(2)$$

$$H_{ik}=\varepsilon_{iklst}F_{st},\qquad(3)$$

(ε_{iklst} — четырёхмерный тензор диэлектрич. проницаемости 4-го ранга; $i, k=1, 2, 3, 4$).

Четырёхмерные антисимметричные тензоры полей F_{ik} и индукций H_{ik}, составленные соответственно из компонент векторов $(B, -iE)$ и $(H, -iD)$ в декартовой системе координат имеют вид:

$$F_{ik}=\begin{pmatrix}0 & B_z & -B_y & -iE_x\\ -B_z & 0 & B_x & -iE_y\\ B_y & -B_x & 0 & -iE_z\\ iE_x & iE_y & iE_z & 0\end{pmatrix};\qquad(4)$$

$$H_{ik}=\begin{pmatrix}0 & H_z & -H_y & -iD_x\\ -H_z & 0 & H_x & -iD_y\\ H_y & -H_x & 0 & -iD_z\\ iD_x & iD_y & iD_z & 0\end{pmatrix},$$

а четырёхмерные векторы x_k и j_i связаны с декартовыми компонентами векторов $r(x, y, z)$ и плотностью тока j соотношениями

$$\begin{aligned}x_1&=x,\ x_2=y,\ x_3=z,\ x_4=ict,\\ j_1&=j_x,\ j_2=j_y,\ j_3=j_z,\ j_4=ic\rho,\end{aligned}\qquad(5)$$

где ρ — плотность заряда [по повторяющимся индексам в (2), (3) и далее проводится суммирование].

Ковариантная запись ур-ний Максвелла (2) и материальных соотношений в форме (3), предложенной Л. И. Мандельштамом и И. Е. Таммом, позволяет обобщить эти ур-ния на неинерциальные системы отсчёта и неинерциально движущиеся среды методами *общей теории относи-*

тельности. Для равномерно движущейся изотропной среды ε_{iksl} можно представить в виде произведения двух тензоров 2-го ранга η_{is}:

$$\varepsilon_{iksl}=\mu^{-1}\eta_{is}\eta_{kl},\ \eta_{is}=(\delta_{is}-\varkappa u_i u_s),\ \varkappa=\varepsilon\mu-1, \qquad (6)$$

где δ_{is} — единичный тензор, а четырёхмерная скорость среды u_i связана с вектором скорости $\boldsymbol{u}$ соотношениями

$$u_{1,2,3}=\gamma u_{x,y,z}/c,\quad u_4=i\gamma,\quad \gamma=(1-\beta^2)^{-1/2},\quad u=c\beta.$$

В движущейся среде можно ввести четырёхмерный векторный потенциал $A_k=(\boldsymbol{A},\ i\varphi)$ (где $\boldsymbol{A}$, φ — векторный и скалярный потенциалы), связанный с электрич. полем $\boldsymbol{E}$ и магн. индукцией $\boldsymbol{B}$ обычным соотношением

$$F_{kl}=\left(\frac{\partial A_k}{\partial x_l}-\frac{\partial A_l}{\partial x_k}\right)\ \text{или}\ \boldsymbol{E}=-\frac{1}{c}\frac{\partial \boldsymbol{A}}{\partial t}-\operatorname{grad}\varphi,\ \boldsymbol{B}=\operatorname{rot}\boldsymbol{A}. \qquad (7)$$

Подстановка выражений (7) в систему (2) и (3) с использованием тензора (6) приводит к ур-нию для A_k вида

$$\hat{\mathscr{L}}A_k=-\frac{4\pi\mu}{c}S_{kl}j_l,\quad S_{kl}=\delta_{kl}+\frac{\varkappa}{1+\varkappa}u_k u_l. \qquad (8)$$

Дифференциальный оператор

$$\hat{\mathscr{L}}=\frac{\partial^2}{\partial x_l^2}-\varkappa\left(u_l\frac{\partial}{\partial x_l}\right)^2=\left(\Delta-\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}\right)-\frac{\varkappa\gamma^2}{c^2}\left(\frac{\partial}{\partial t}+u\operatorname{grad}\right)^2 \qquad (9)$$

обобщает оператор волнового ур-ния на движущиеся среды. Четырёхвекторный потенциал A_k удовлетворяет обобщённому условию Лоренца:

$$\eta_{kl}\partial A_l/\partial x_k=0.$$

В движущейся среде без дисперсии ур-ние (8) имеет решение

$$A_k(\boldsymbol{r},t)=(2\pi)^{-4}\int d\boldsymbol{r}'\int\limits_{-\infty}^{t}dt'\,G_{kl}(\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}',\ t-t')j_l(\boldsymbol{r}',\ t'), \qquad (10)$$

записанное через тензорную *Грина функцию* $G_{kl}=S_{kl}G_0/c$, где

$$G_0(\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}',\ t-t')=\frac{16\pi^4\mu}{R_0}\delta\left(t-t'-\frac{\varepsilon\mu-\beta^2}{c(1-\beta^2)\sqrt{\varepsilon\mu}}R_0\right), \qquad (11)$$

$$R_0^2=\frac{\varepsilon\mu(1-\beta^2)}{\varepsilon\mu-\beta^2}(\boldsymbol{\rho}-\boldsymbol{\rho}')^2-\left[(z-z')-\frac{\varepsilon\mu-1}{\varepsilon\mu-\beta^2}u(t-t')\right]^2,$$

скорость движения среды $u=c\beta$ направлена по оси z, а векторы $\boldsymbol{\rho}$ и $\boldsymbol{\rho}'$ лежат в плоскости, перпендикулярной скорости $\boldsymbol{u}$. При $t'>t$ ф-ция Грина G_0 в (11) тождественно равна нулю.

Особенности излучения волн в движущейся среде. В качестве иллюстрации смысла полученных ф-л рассмотрим поле точечного источника, расположенного в начале координат ($\boldsymbol{\rho}'=z'=0$) и излучавшего очень малое время ($t'=0$). Если бы среда покоилась, то поле излучения расходилось бы от источника во все стороны с одинаковой скоростью, равной скорости света в среде, т. е. всё поле излучения было бы сосредоточено вблизи сферич. поверхности, расширяющейся от начала координат во все стороны со скоростью света. Движение среды приводит к тому, что скорость света в разных направлениях становится различной. Поэтому поверхность $R_0=\text{const}$ [см. ф-лу (11)], на к-рой поле излучения отлично от нуля, уже не является сферой, а имеет вид эллипсоида вращения:

$$\frac{\rho^2}{a^2}+\frac{(z-z_0)^2}{b^2}=1,$$

$$z_0=\frac{\varepsilon\mu-1}{\varepsilon\mu-\beta^2}ut,\quad a=ct\sqrt{\frac{1-\beta^2}{\varepsilon\mu-\beta^2}}, \qquad (12)$$

$$b=ct\frac{(1-\beta^2)\sqrt{\varepsilon\mu}}{\varepsilon\mu-\beta^2},\quad \rho^2=x^2+y^2,$$

ось симметрии к-рого направлена по скорости движения среды. Полуоси a и b этого эллипсоида линейно растут со временем, а центр эллиптич. оболочки z_0 перемещается в направлении движения среды со скоростью $u_0=\eta_0 u$, где $\eta_0=(\varepsilon\mu-1)/(\varepsilon\mu-\beta^2)$ — коэф. увлечения света. При малых скоростях, когда $\beta\ll 1$, он совпадает с коэф. увлечения Френеля в опыте Физо, а релятивистски движущаяся среда, когда $\beta\approx 1$, полностью увлекает свет, т. е. $\eta_0=1$. Т. о., оболочка, на к-рой сосредоточено излучение в движущейся среде, одновременно расширяется и «сносится вниз по течению» среды («увлекается» движущейся средой). Если скорость перемещения среды сравнительно невелика, то источник излучения находится внутри этой оболочки (рис. 1). Если же скорость движения среды превышает

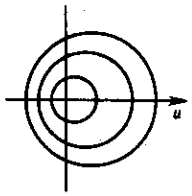


Рис. 1. Распространение волн излучения в движущейся среде в случае, когда скорость движения среды не превышает фазовой скорости света. Источник излучения находится в начале координат. Среда движется вправо со скоростью $\boldsymbol{u}$. Видно, что волновые поверхности «сносит по течению».

фазовую скорость света, то оболочку «сдувает» настолько сильно, что она вся оказывается «ниже по течению», и источник излучения находится вне этой оболочки (рис. 2).

Прохождение заряженной частицы через движущуюся среду. При рассмотрении излучения в движущейся среде предполагалось, что источник излучения покоится по отношению к этой среде. Если источник движется по произвольному закону, то его поле излучения, как и в покоящейся среде, определяется интерференцией волн, испущенных источником в каждой точке своего пути. Отличие от случая покоящейся изотропной среды состоит в том, что из-за эффекта увлечения в движущейся среде скорость волн в разных направлениях различна (рис. 1 и 2).

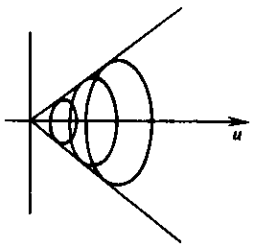


Рис. 2. Излучение волн в движущейся среде в случае, когда скорость среды превышает фазовую скорость света. Источник излучения находится в начале координат. Расходящиеся от источника волны оказываются по одну сторону от источника.

Особенность излучения движущегося источника в движущейся среде можно понять на примере излучения Вавилова — Черенкова. Пусть в среде, движущейся со скоростью $\boldsymbol{u}$, перемещается с пост. скоростью v точечная частица с зарядом q. В покоящейся среде эта частица может стать источником излучения, если её скорость превышает фазовую скорость света в среде, т. е. $v>c/\sqrt{\varepsilon\mu}$. Возникающее излучение, называемое излучением Вавилова — Черенкова, уносит энергию от движущейся частицы, и частица замедляется. В движущейся среде источником излучения Вавилова — Черенкова может стать движущаяся с малой скоростью или даже покоящаяся заряж. частица. Если частица покоится, а скорость движения среды превышает фазовую скорость света, возникает характерное волновое поле, представляющее собой в данном случае излучение Вавилова — Черенкова. Это поле целиком находится по одну сторону от покоящегося заряда «вниз по течению» среды (рис. 2). При этом на частицу — источник излучения — действует ускоряющая сила в направлении движения среды. Т. о., в движущейся среде меняется характер взаимодействия заряж. частицы со средой. В зависимости от скорости частицы v и среды $\boldsymbol{u}$ потери dW/dz энергии частицы W на единицу длины пути могут иметь разл. величину и даже менять знак, что соответствует уже не замедлению, а уско-

рению частицы средой. Последнее явление часто наз. эффектом обращения потерь энергии. Всё это видно из ф-лы для потерь энергии:

$$\frac{dW}{dz} = -\operatorname{sgn}(v-u)\frac{q^2}{c^2}\left\{\int\limits_{\varepsilon\mu\beta_{\text{отн}}^2>1} \omega\mu(\omega)\left[1-\frac{1}{\varepsilon(\omega)\mu(\omega)\beta_{\text{отн}}^2}\right]d\omega + \right.$$

$$\left. + \frac{1}{\beta_{\text{отн}}^2}\sum_s \frac{2\omega_s}{|\partial\varepsilon/\partial\omega|_{\omega=\omega_s}} \cdot K_0\left(\frac{\omega_s}{|v_{\text{отн}}|}\cdot\rho_{\text{мин}}\right)\right\}, \qquad (13)$$

где $v_{\text{отн}} = c\beta_{\text{отн}} = (v-u)/(1-uv/c^2)$ — скорость относит. движения частицы и среды, $\varepsilon(\omega_s)=0$. Знаковая ф-ция $\operatorname{sgn} x = x/|x|$ указывает на изменение знака потерь; при $v>u$ $\operatorname{sgn}(v-u)=+1$ и частица теряет энергию, а при $v<u$, когда $\operatorname{sgn}(v-u)=-1$, частица ускоряется. Первое слагаемое в фигурных скобках соответствует потерям на излучение Вавилова — Черенкова. Оно отлично от нуля лишь при движении частицы с относит. скоростью $v_{\text{отн}}$, к-рая больше фазовой скорости света в покоящейся среде $c/\sqrt{\varepsilon(\omega)\mu(\omega)}$. В ф-ле (13) $K_0(\omega_s\rho_{\text{мин}}/|v_{\text{отн}}|)$ есть ф-ция Макдональда, а $\rho_{\text{мин}}$ по порядку величины совпадает с радиусом дебаевского экранирования $r_D = (kT/m\omega_p)^{1/2}$ в среде с темп-рой T и концентрацией электронов N, $\omega_p = (4\pi Ne^2/m)^{1/2}$ — плазменная частота, m — масса покоя электрона. В движущейся плазме с $\mu=1$ и $\varepsilon = 1-\omega_p^2/\omega^2$ или в пучке релятивистских электронов с энергией $W_e = mc^2\gamma$ потери энергии на излучение Вавилова — Черенкова равны нулю, а на возбуждение плазменных колебаний отличны от нуля и имеют вид:

$$\frac{dW}{dz} = q^2\frac{4\pi e^2}{mc^2}\frac{N}{\gamma}\cdot\ln\left(\frac{\gamma}{\Delta\gamma}\right), \qquad (14)$$

где разброс энергии электронов в пучке $\Delta W_e = mc^2\Delta\gamma$, а $q = eN_q$ — заряд точечного сгустка частиц с концентрацией N_q.

После того как стали получать (с помощью сильноточных и плазменных ускорителей) пучки заряж. частиц большой плотности, движущиеся с релятивистскими скоростями, возрос интерес к Э. д. с. В этих пучках можно ускорять заряж. частицы до больших энергий. Так, из ф-лы (14) следует, что в пучке электронов с плотностью тока порядка 30 кА/см^2 ($N \simeq 6\cdot 10^{12}$ см$^{-3}$) при энергии электронов $W_e = 2$ МэВ ($\gamma = 4$) и разбросе $\Delta W_e = 0{,}3W_e$ прирост энергии частиц в сгустке с концентрацией $N_q = 10^{10}$ см$^{-3}$ составляет 5 МэВ/см на одну ускоряемую частицу из сгустка.

Плотные пучки электронов или движущейся плазмы во мн. отношениях ведут себя как макроскопич. движущиеся среды. В связи с получением таких пучков появились новые возможности не только для применения Э. д. с. в исследовании физ. установок и приборов, но также стало возможным изучение релятивистских эффектов, когда u/c становится порядка единицы.

Лит.: Тамм И. Е., Основы теории электричества, 10 изд., М., 1989; Болотовский Б. М., Столяров С. Н., Современное состояние электродинамики движущихся сред (безграничные среды), в кн.: Эйнштейновский сборник. 1974, М., 1976; их же, Поля источников излучения в движущихся средах, в кн.: Эйнштейновский сборник. 1978—1979, М., 1983. *Б. М. Болотовский, С. Н. Столяров.*

ЭЛЕКТРОДИНА́МИКА КВА́НТОВАЯ — см. *Квантовая электродинамика.*

ЭЛЕКТРОДИФФУ́ЗИЯ — перенос вещества в расплавах с электронной или дырочной проводимостью (напр., сплавов Na с K, Hg с Cd, Ga с As) при пропускании пост. электрич. тока. Наблюдается также в тв. телах, однако в этом случае происходит значительно медленнее. Известна Э. изотопов в металлах; обычно более лёгкий изотоп мигрирует к аноду.

Э. характеризуют электрич. подвижностью u_i ионов i-го компонента, равной скорости их направленного движения при напряжённости поля 1 В/см, и эффективным зарядом z_i^*. Эти параметры связаны ур-нием Эйнштейна: $u_i = z_i^* eD_0/kT$, где D_0 — коэф. молекулярной диффузии, e — элементарный электрич. заряд. При достаточно длит. пропускании тока Э. уравновешивается обратной диффузией и конвекцией и достигается стационарное распределение концентрации c i-го компонента в образце, определяемое соотношением $c_2 = c_1\exp(u_i\Delta\varphi/D)$, где $\Delta\varphi$ — разность электрич. потенциалов между точками 2 и 1, D — эффективный коэф. диффузии. При высоких значениях $u_i\Delta\varphi/D$ степень разделения компонентов при Э. весьма велика. Одним из факторов, определяющих Э., является электронный ветер — увлечение ионов компонентов потоком электронов проводимости. В разбавл. бинарном растворе $z_2^* = z_2 - z_1\sigma_2/\sigma_1$, где z_2 и z_1 — истинные заряды ионов, σ_2 и σ_1 — сечения рассеяния ими электронов.

Э. используют для глубокой очистки металлов в жидкой фазе, выращивания монокристаллов металлов и эпитаксиальных слоёв полупроводниковых соединений, напр. GaAs.

Лит.: Михайлов В. А., Богданова Д. Д., Электроперенос в жидких металлах, Новосиб., 1978.

ЭЛЕКТРО́ДЫ ПЛА́ЗМЕННЫЕ — плазменные поверхности, образующиеся непосредственно у поверхности электродов (катодов и анодов) и обладающие повышенной электронной эмиссией. Очень часто Э. п. образуются при *взрывной электронной эмиссии* и в случае приповерхностных электрич. разрядов (искровых, скользящих, коронных и т. д.). Э. п., возникающие в случае скользящего по поверхности диэлектрика разряда, широко используются для организации объёмных однородных сильноточных разрядов в газовых средах повышенного давления. Такой способ организации объёмных разрядов относительно прост, т. к. при скользящем разряде возникает плазменное образование большой площади ($\sim 60\times 200$ см^2) при относительно низких напряжениях (~ 100 кВ). Объёмные газовые разряды с Э. п. характеризуются повышенной устойчивостью при давлениях $\geqslant 1$ атм. Это объясняется тем, что повышенная концентрация электронов создаётся непосредственно вблизи электродов, что предупреждает возникновение в приэлектродных областях к.-л. неустойчивостей (тепловых, ионизационных и др.). Повышенная излучат. способность *скользящего разряда* в области вакуумного ультрафиолета приводит к интенсивной фотоионизации в газовом объёме, что повышает уровень нач. концентрации электронов. Кроме того, плазма скользящего разряда, через к-рую замыкается ток объёмного разряда, играет стабилизирующую роль за счёт собственного активного сопротивления.

Оба Э. п. (и анод, и катод) были использованы для создания CO_2-лазеров с параметрами, мало уступающими CO_2-лазерам с предыонизацией пучком ускоренных электронов. В частности, в CO_2-лазере с активным объёмом $15\times 15\times 80$ см^3 получен уд. энергосъём до 30 Дж с 1 л объёма при атм. давлении и кпд 15%. Энергия, требуемая на образование плазменных электродов, составляет $10\div 15\%$ от осн. энерговклада.

В CO_2-лазере высокого давления с плазменным катодом при давлении до 8 атм получена интенсивная генерация на газовой смеси CO_2 и N_2 с парциальным соотношением компонент 1:1, что позволило получить плавную перестройку частоты в интервале 46 см$^{-1}$ с пиковой мощностью $\gtrsim 1$ МВт.

В электроразрядном CO_2-лазере с плазменным катодом оказалось возможным получить при давлении рабочей смеси до 0,5 атм импульсы генерации длительностью $\tau\sim 100$ мкс (в обычных лазерах $\tau\sim 1$ мкс), что открывает перспективы транспортировки такого излучения по ИК-световодам без их разрушения.

Лит.: Карлов Н. В., Кузьмин Г. П., Прохоров А. М., Газоразрядные лазеры с плазменными электродами, «Изв. АН СССР, сер. физ.», 1984, т. 48, № 7, с. 1430; Андреев С. И. [и др.], Особенности формирования объемного разряда с плазменными электродами, «ЖТФ», 1990, т. 60, № 1, с. 102. *Г. П. Кузьмин.*

ЭЛЕКТРОКАЛОРИ́ЧЕСКИЙ ЭФФЕ́КТ — изменение темп-ры T кристалла на величину ΔT при приложении к нему электрич. поля E. Э. э. является обратным пироэлектрич. эффекту и возможен в кристаллах, принадлежащих к 10 точечным группам симметрии, а также в *текстуру-*

рах, характеризующихся полярными предельными группами симметрии ∞ и ∞m (см. *Пироэлектрики. Симметрия кристаллов*). Э. э. описывается выражением $\Delta T = qE$, где коэф. $q = dT/dE$ связан с пироэлектрич. коэф. $\gamma = \partial P/\partial T$ (P — поляризация) соотношением $q = -\gamma T/\rho C$ (ρ — плотность кристалла, C — его теплоёмкость). Пироэлектрич. коэф. γ пироэлектриков таков, что ΔT, как правило, оказывается малой величиной. Напр., для кристалла турмалина электрич. поле $E \sim 10^5$ В/м приводит к охлаждению или нагреванию (в зависимости от направления поля относительно поля спонтанной поляризации) лишь на $5 \cdot 10^{-5}$ К. В *сегнетоэлектриках* в области фазового перехода q и γ на неск. порядков выше, поэтому ΔT может составлять доли единицы и даже 1 К. При этом, однако, зависимость $\Delta T(E)$ при больших E перестаёт быть линейной.

Н. Р. Иванов.

ЭЛЕКТРОКИНЕТИ́ЧЕСКИЕ ЯВЛЕ́НИЯ — совокупность явлений, происходящих в системах, содержащих капилляры или мембраны, размещённые в электролите, при наложении электрич. поля, и обратных им эффектов. К Э. я. относятся: электроосмос — течение жидкости в капиллярах и пористых телах под действием внеш. электрич. поля; появление электрич. разности потенциалов на торцах капилляра или мембраны при течении через них жидкости (потенциал течения); электрофорез — движение твёрдых частиц или капель, взвешенных в электролите, при наложении электрич. поля; возникновение разности потенциалов при оседании (седиментации) частиц, взвешенных в электролите (эффект Дорна).

Историческая справка. Электроосмос и электрофорез открыты в 1809 Ф. Ф. Рейссом (F. F. Reuss), к-рый наблюдал вызванное электрич. полем перемещение жидкости в U-образной трубке, перегороженной в ниж. части мембраной из кварц. песка, и движение глинистых частиц в покоящейся жидкости при наложении электрич. поля. В 1852 Г. Видеман (G. Wiedemann) установил пропорциональность скорости осмотич. течения силе тока и др. зависимости Э. я. В 1959 Г. Квинке (G. Quincke) наблюдал возникновение потенциала течения на мембранах разл. природы, а в 1880 Э. Дорн (E. Dorn) обнаружил возникновение разности потенциалов в трубке, заполненной водой, при центрифугировании в ней суспензии кварца. Первую теорию Э. я. предложил Г. Гельмгольц (H. Helmholtz, 1879), затем её развивали М. Смолуховский (M. Smoluchowski, 1906), Д. Генри (D. Henry, 1931) и др. Рассмотрение Э. я. в рамках термодинамики неравновесных процессов принадлежит (1950, 1952) С. Р. де Грооту (S. R. de Groot), П. Мазуру (P. Mazur) и Я. Овербеку (J. T. J. Overbeck).

Осн. роль в Э. я. играют *двойной электрический слой* (ДЭС), формирующийся на границе раздела фаз, и его поляризация. Внеш. электрич. поле, направленное вдоль границы раздела фаз, смещает один из ионных слоёв ДЭС по отношению к другому. Это приводит к относит. перемещению фаз — к электроосмосу и электрофорезу. При относит. движении фаз, вызываемом внеш. механич. воздействием, происходит перемещение ионных слоёв ДЭС — пространственное разделение зарядов, т. е. возникает разность потенциалов.

Электроосмос. Рассмотрим, напр., электроосмотич. скольжение электролита в капилляре или порах мембраны. Примем для определённости, что на поверхности капилляра адсорбированы отрицат. ионы, к-рые закреплены неподвижно, а положит. ионы формируют диффузную, подвижную часть ДЭС. Внеш. поле $\boldsymbol{E}$ направлено вдоль поверхности капилляра. Произвольный элемент диффузной части ДЭС под действием поля $\boldsymbol{E}$ движется вдоль поверхности капилляра. Плотность заряда в диффузной части ДЭС зависит от расстояния до поверхности x, и разл. слои жидкости движутся с разл. скоростями $u(x)$, следовательно, для них различна и сила вязкого сопротивления движению. Стационарное течение устанавливается при компенсации электростатической и вязкой сил. Решение ур-ний гидродинамики, описывающее распределение скорости $\boldsymbol{u}(x)$ при постоянных вязкости η жидкости и её диэлектрич. проницаемости ε, имеет вид:

$$\boldsymbol{u}(x) = -\frac{\varepsilon E}{4\pi\eta}[\zeta - \Phi(x)]. \qquad (1)$$

Здесь $\Phi(x)$ — распределение электрич. потенциала в диффузной части ДЭС, ζ — его значение на нек-ром расстоянии δ от поверхности (рис.), где скорость течения жидкости обращается в нуль (т. н. плоскость скольжения).



Распределение потенциала $\Phi(x)$ в двойном электрическом слое; x — расстояние от поверхности.

На больших расстояниях от поверхности $\Phi(x) \to 0$ и скорость течения за пределами диффузной части ДЭС постоянна (т. н. скорость электроосмотич. скольжения):

$$\boldsymbol{u}_s = -\frac{\varepsilon E}{4\pi\eta}\zeta. \qquad (2)$$

Параметр ζ (дзета-потенциал, ζ-потенциал) — осн. характеристика Э. я. В реальных системах интерпретация параметра ζ усложняется, поскольку он зависит от распределения электростатич. потенциала в диффузной части ДЭС и особенностей структуры и реологич. поведения жидкости в граничных слоях. Значение ζ и его изменение при варьировании параметров электролита, адсорбции на поверхности разл. веществ и т. п. позволяют судить об изменении структуры граничных слоёв, характере взаимодействия компонентов раствора с поверхностью, изменении состояния поверхности и т. д. Выражение (1) справедливо для капилляров произвольной геометрии при условии, что толщина ДЭС мала в сравнении с радиусом капилляра.

Потенциал течения. Возникновение потенциала течения рассмотрим на примере проницаемой мембраны, разделяющей резервуары с электролитом, при наличии перепада давления и, следовательно, течения электролита через мембрану. Часть ионов одного знака диффузной части ДЭС увлекается течением жидкости, что приводит к появлению разности потенциалов между резервуарами и вызывает появление электрич. тока в направлении, противоположном конвективному переносу заряда. Разность потенциалов, установившаяся при компенсации этих токов, наз. потенциалом течения.

Электроосмос и возникновение потенциала течения описываются ур-ниями *термодинамики неравновесных процессов*. Объём жидкости, проходящий через мембрану в единицу времени, V, сила тока I, перепад давлений Δp и потенциал на торцах мембраны $\Delta\varphi$ связаны ур-ниями

$$V = L_{11}\Delta p + L_{12}\Delta\varphi,$$
$$I = L_{21}\Delta p + L_{22}\Delta\varphi, \qquad (3)$$

где кинетич. коэф. L_{11}, L_{12}, L_{21} и L_{22} характеризуют соответственно гидродинамич. проницаемость мембраны, скорость осмотич. течения, ток течения и электропроводность электролита. Кинетические коэф. удовлетворяют соотношениям Онсагера $L_{12} = L_{21}$ (см. *Онсагера теорема*).

Ур-ния (3) и соотношения Онсагера позволяют установить связь между электроосмосом и потенциалом течения:

$$\left(\frac{\Delta\varphi}{\Delta p}\right)_{I=0} = -\left(\frac{V}{I}\right)_{\Delta p=0}. \qquad (4)$$

Отношение $(V/I)_{\Delta p=0}$ наз. электроосмотич. переносом и является одной из осн. характеристик разделительных мембран. В случае тонких ДЭС и мембран с произвольной геометрией пор этот параметр может быть рассчитан с учётом подобия распределений электрич. полей и скоростей электроосмотич. течения:

$$\left(\frac{V}{I}\right)_{\Delta p=0}=\frac{\varepsilon E}{4\pi\eta\varkappa}, \qquad (5)$$

где $\varkappa$ — уд. электропроводность электролита.

Электрофорез. Движение макроскопич. частиц при электрофорезе в электролите имеет родственную электроосмосу природу: внеш. электрич. поле увлекает ионы подвижной части ДЭС, что приводит к движению электролита относительно взвешенных в нём макрочастиц. В отсутствие внеш. сил можно считать, что движутся взвешенные частицы относительно покоящегося электролита. Если макроскопич. частица — диэлектрик, то в системах с тонкой диффузной частью ДЭС скорость электрофореза совпадает со скоростью электроосмотич. скольжения (с обратным знаком). Для проводящих частиц скорость электрофореза

$$v=\frac{\varepsilon E}{4\pi\eta}\zeta\frac{2\varkappa}{2\varkappa+\varkappa'}, \qquad (6)$$

где $\varkappa'$ — уд. электропроводность частицы. Ур-ние (6) учитывает особенности искажения силовых линий вблизи частицы. С увеличением толщины диффузной части ДЭС скорость электрофореза начинает сложным образом зависеть от отношения дебаевского радиуса в электролите к диаметру частицы.

Эффект Дорна связан с конвективным переносом ионов диффузной части ДЭС при движении частицы в электролите. Конвективные потоки ионов поляризуют ДЭС, и частицы в целом приобретают дипольный момент, при этом силовые линии выходят за пределы ДЭС. При движении в электролите ансамбля частиц с дипольными моментами, имеющими одну ориентацию, порождаемые ими поля складываются, в системе возникает однородное электрич. поле, направленное параллельно (или антипараллельно) скорости движения частиц. Группу движущихся с одинаковой скоростью частиц можно рассматривать как своеобразную мембрану, сквозь к-рую протекает электролит. Если частицы движутся между электродами, то на них появляется разность потенциалов.

Электрофорез и эффект Дорна могут быть описаны феноменологич. ур-ниями неравновесной термодинамики:

$$\begin{aligned} v&=l_{11}\boldsymbol{F}+l_{12}\boldsymbol{E},\\ 4\pi\varkappa\boldsymbol{M}&=l_{21}\boldsymbol{F}+l_{22}\boldsymbol{E}, \end{aligned} \qquad (7)$$

где $\boldsymbol{F}$ — сила, действующая на частицу, $\boldsymbol{M}$ — её индуцированный дипольный момент. Кинетические коэф. l_{12}, l_{21}, определяющие скорость электрофореза и дипольный момент в эффекте Дорна, удовлетворяют соотношению Онсагера: $l_{12}=l_{21}$.

Применение. Электроосмос используют для обезвоживания пористых тел (осушка стен, сыпучих материалов и т. п.), а также для пропитки материалов. Наиб. применение электрофореза — нанесение покрытий на детали сложной конфигурации, катоды электроламп, полупроводниковые детали, нагреватели и т. п. Его используют также для фракционирования полимеров, минеральных дисперсных смесей, извлечения белков, нуклеиновых кислот, а также в медицине для введения в организм через кожу или слизистые оболочки лекарственных средств. Возникновение потенциала течения используют в датчиках давления для преобразования механич. энергии в электрическую.

Лит.: Наука о коллоидах, под ред. Г. Кройта, пер. с англ., т. 1, М., 1955; Духин С. С., Дерягин Б. В., Электрофорез, М., 1976; Ньюмен Дж., Электрохимические системы, пер. с англ., М., 1977.

В. И. Ролдугин.

ЭЛЕКТРО́ЛИЗ (от электро... и греч. lýsis — разложение, растворение, распад) — совокупность электрохим. реакций (т. е. хим. реакций с участием свободных электронов), протекающих на поверхностях электродов в гальванич. цепи при пропускании через неё электрич. тока от внеш. источника и приводящих к хим. разложению растворителя или др. компонентов *электролита* (ионного проводника) и к образованию новых веществ. Если ток возникает в результате действия самой гальванич. цепи, то говорят о токообразующих реакциях.

Гальванич. цепь — электрич. цепь из последовательно включённых электронных и ионных проводников. В простейшем случае может быть представлена схемой

$$M_1|Э|M_2|M_1,$$

где M_1 и M_2 — электронные проводники (металлы), Э — электролит (напр., раствор к-ты, основания или соли, расплав соли и т. д.). Электрохим. реакция в гальванич. цепи сосредоточена на поверхности электродов, т. е. в местах контакта электронного и ионного проводников. В этих местах поток электронов в первом проводнике сменяется на поток ионов во втором. Электрохим. реакция служит стоком заряж. частиц, подходящих из объёма фазы к поверхности раздела, и источником частиц, отходящих от поверхности в глубь фазы. В результате обеспечивается непрерывность электрич. тока («эстафетная» передача зарядов) и предотвращается накопление или исчезновение заряж. частиц в поверхностном слое. Электрохим. реакции подчиняются законам Фарадея (M. Faraday, 1833—1834), согласно к-рым кол-во превращаемых в реакции веществ строго пропорционально кол-ву прошедшего через гальванич. цепь электричества, а также пропорционально хим. эквивалентам (отношениям молярной массы к кол-ву электронов, участвующих в реакции одной молекулы) каждого вещества.

Характер электрохим. реакций зависит от хим. природы контактирующих проводников и от направления тока. На аноде (металлич. электроде, из к-рого ток переходит в ионопроводящий проводник — электролит) протекают реакции окисления с выделением свободных электронов, на катоде (обратное направление тока) — реакции восстановления с потреблением электронов из металла. При Э. анод — положительный электрод гальванич. цепи, катод — отрицательный. Примером анодной реакции является электролитич. выделение хлора из хлоридных растворов или расплавов на металлич. электроде

$$2Cl^-\rightarrow Cl_2+2e^-;$$

в результате реакции на поверхности раздела прекращается поток ионов Cl^- в электролите и возникает поток электронов в металле. Примером катодной реакции является электролитич. выделение водорода из водных растворов электролитов

$$2H_2O+2e^-\rightarrow H_2+2OH^-.$$

В замкнутой цепи катодная и анодная реакции сопряжены и протекают с одинаковой скоростью, т. е. выделяющееся в единицу времени на аноде кол-во электронов равно кол-ву электронов, вступающих за это время в реакцию на катоде. В ур-нии общей хим. реакции, протекающей в цепи в целом, электроны в явном виде уже не фигурируют. Для упомянутого примера реакций на аноде и катоде общая реакция имеет вид

$$2H_2O+2Cl^-\rightarrow H_2+Cl_2+2OH^-.$$

Э. используют для [illegible] ряда веществ путём электрохим. превращений компонентов электролита — растворителя, растворённых или расплавленных солей, специально добавляемых веществ и т. д. Э. концентрированных растворов KCl с вышеприведёнными реакциями («хлорный Э.») лежит в основе промышленного производства хлора (мировой объём ок. 30 млн. т в год) и щёлочи (ок. 35 млн. т в год). Широко распространён Э. растворов или расплавов солей разных металлов с катодным восстановлением ионов металлов с целью производства этих металлов (электрометаллургия) или их осаждения в виде

тонкого защитного или декоративного слоя на основу из др. металла (электроосаждение, гальваностегия). Производство алюминия (ок. 15 млн. т в год) основано на Э. эвтектич. смеси кремнезёма и расплавленного криолита при темп-ре 950 °С. Э. применяют также для производства или рафинирования большинства др. цветных металлов. С помощью Э. на аноде получают сильные окислители — фтор, перхлораты, персульфаты, перманганаты и др. Э. используют также для синтеза нек-рых органич. веществ, напр. себациновой кислоты (на аноде, из метанольного раствора моноэфира адипиновой кислоты), адипонитрила (на катоде, из раствора акрилнитрила) и др.

Реакции Э. проводят в спец. электролизёрах (электролитич. ячейках, гальванич. ваннах), основными составными частями к-рых являются блоки положительных и отрицательных электродов, электролит, межэлектродные сепараторы (для разделения продуктов реакций на аноде и катоде), корпус (бак) и системы регулирования.

Осн. параметры реакций Э.: плотность тока на аноде и катоде (отношение общей силы тока к площади поверхности соответствующего электрода), напряжение на выводах (клеммах) электролизёра. В зависимости от характера электрохим. реакций и природы целевого продукта применяют плотности тока от 10 до 10^4 А/м^2. Напряжение на выводах отд. электролизёра составляет 2—5 В. Часто соединяют электролизёры последовательно в секции (группы) с общим напряжением 200—400 В. Наиб. мощные промышленные электролизёры рассчитаны на токи порядка 100 кА.

В. С. Багоцкий.

ЭЛЕКТРОЛИ́ТЫ — жидкие и твёрдые вещества, обладающие ионной проводимостью, т. е. проводники, в к-рых электрич. ток обусловлен движением ионов (проводники 2-го рода). Электрич. ток в Э. сопровождается хим. реакциями на электродах (см. *Электролиз*). В нек-рых случаях наблюдается смешанная электропроводность — электронно-ионная (напр., в растворах щелочных металлов в жидком NH_3); высокой проводимостью обладают Э. с протонной проводимостью.

К жидким Э. относятся расплавы солей (ионные жидкости), водные и неводные растворы солей, оснований и кислот, к-рые, в свою очередь, часто называют Э. К твёрдым Э. относятся ионные кристаллы с дефектами кристаллич. структуры с низкой ионной проводимостью (до 10^{-10} Ом·см$^{-1}$). К ним относятся также кристаллич. вещества, в к-рых подструктура отдельных ионов (в отличие от подструктуры остальных ионов) разупорядочена и электропроводность к-рых высока (см. *Ионные суперпроводники*). К твёрдым Э. относится и особый класс высокомолекулярных соединений — полиэлектролиты. В твёрдых Э. проводимость иногда может быть обусловлена движением ионов только одного знака (униполярная проводимость); к таким Э. относятся, напр., AgCl — в проводимости участвуют только ионы Ag^+, $BaCl_2$ — только ионы Cl^-.

Наиболее широко применяются и хорошо изучены водные растворы Э. Они входят в состав живых организмов и участвуют во всех жизненно важных процессах. Свойства растворов Э. определяются степенью электролитич. диссоциации α, к-рая возрастает с ростом диэлектрич. проницаемости растворителя ε. Поэтому для получения растворов Э. обычно используют полярные жидкости с высокой ε (вода, спирт и др.). По степени диссоциации условно различают растворы сильных ($\alpha \approx 1$) и слабых ($\alpha \ll 1$) Э. Один и тот же Э. в разных растворителях может образовывать растворы с разной α.

В полярных растворителях в растворах Э. создаются т. н. сольватные структуры — более или менее устойчивые комплексы иона с ближайшими молекулами растворителя, обусловленные *межатомными взаимодействиями* и *межмолекулярными взаимодействиями*. Между сольватокомплексом и остальным раствором происходит непрерывный обмен молекулами, частота к-рого определяется характером и прочностью связей (энергией сольватации) в комплексе.

Электролитич. диссоциация приводит к увеличению общего числа частиц в растворе, поэтому свойства разбавленных растворов Э. отличаются от свойств обычных разбавленных *растворов*. Так, происходит увеличение осмотич. давления раствора и отклонение от ур-ния Вант-Гоффа (см. *Осмос*), понижение давления пара растворителя над раствором и его отклонение от *Рауля закона*, возрастание темп-ры кипения и снижение темп-ры замерзания раствора Э.

Весьма разбавленные растворы слабых Э. по свойствам близки к идеальным растворам и описываются классич. теорией электролитич. диссоциации. Свойства разбавленных растворов сильных Э. вследствие межионных взаимодействий отличны от свойств идеальных растворов и описываются теорией Дебая — Хюккеля. В рамках этой теории удовлетворительно объясняется концентрац. зависимость коэффициентов активности ионов, осмотич. коэффициентов, электропроводности, диффузии, вязкости и др. При повышении концентрации сильных Э. необходимо учитывать размеры ионов и влияние сольватации на межионные взаимодействия.

При росте концентрации — в т. н. переходной области — структура раствора меняется, т. к. мн. молекулы растворителя связаны с ионами Э. в сольватокомплексы. В области концентрированных растворов их структура приближается к структуре соответствующих ионных расплавов или даже кристаллов, что экспериментально подтверждено спектроскопическими и нейтронографическими исследованиями.

К ионным проводникам, к-рыми являются Э., применим *Ома закон* (для растворов Э. — за исключением областей сильных электрич. полей и высоких частот). Удельная электропроводность у Э. значительно ниже, чем у электронных проводников (обычно от 1 до 10^{-10} Ом·см$^{-1}$).

В растворах Э. для характеристики проводимости пользуются также параметром молярной электропроводности

$$\Lambda = \sigma/c,$$

где σ — уд. электропроводность раствора, c — мол. *концентрация* раствора. В разбавленных растворах сильных Э. σ пропорциональна c, т. е. Λ практически постоянна. В более концентрированных растворах сильных Э. Λ падает из-за роста межионных взаимодействий; зависимость Λ от концентрации описывается ур-нием Онсагера:

$$\Lambda = \Lambda_0 - (B_1\Lambda + B_2)\sqrt{c},$$

где B_1 и B_2 — ф-ции темп-ры вязкости и диэлектрич. проницаемости растворителя. В растворах слабых электролитов Λ падает с ростом c уже в разбавленных растворах из-за уменьшения степени диссоциации Э.

В электрич. полях большой напряжённости (св. 10^4 — 10^5 В/см) и в полях высокой частоты Λ резко возрастает, т. к. в этих случаях межионные и межмолекулярные взаимодействия значительно уменьшаются вследствие увеличения скорости ионов (см. также *Химическая термодинамика*).

Лит.: Багоцкий В. С., Основы электрохимии, М., 1988; Дамаскин Б. Б., Петрий О. А., Электрохимия, М., 1987; Укше Е. А., Букун Н. Г., Твердые электролиты, М., 1977; Мищенко К. П., Полторацкий Г. М., Термодинамика и строение водных и неводных растворов электролитов, Л., 1976; Делимарский Ю. К., Марков Б. Ф., Электрохимия расплавленных солей, М., 1960.

В. С. Багоцкий.

ЭЛЕКТРОЛЮМИНЕСЦЕ́НЦИЯ — *люминесценция*, возбуждаемая электрич. полем. Наблюдается в газах и твёрдых телах. При Э. атомы (молекулы) вещества переходят в возбуждённое состояние в результате возникновения в нём к.-л. формы электрич. разряда. Из разл. типов Э. тв. тел наиб. важны инжекционная и предпробойная. Инжекционная Э. характерна для p—n-перехода в нек-рых полупроводниках, напр. в SiC или GaP, в пост. электрич. поле, включённом в пропускном направлении. В n-область инжектируются избыточные дырки, а в p-область — элек-

троны (или те и другие в тонкий слой между *p*- и *n*-областями). Свечение возникает при рекомбинации электронов и дырок в *p*—*n*-слое.

Предпробойная Э. наблюдается, напр., в порошкообразном ZnS, активированном Cu, Al, и др. веществах, помещённых в диэлектрик между обкладками конденсатора, на к-рый подаётся перем. напряжение звуковой частоты. При макс. напряжении на обкладках конденсатора на краях частичек люминофора концентрируется сильное электрич. поле, к-рое ускоряет свободные электроны, и происходят процессы, близкие к электрич. пробою. Электроны ионизуют атомы; образовавшиеся дырки захватываются *центрами свечения*, на к-рых рекомбинируют электроны при изменении направления поля.

Подобный механизм реализуется и в многослойных тонкоплёночных системах, где светящаяся плёнка толщиной ок. 1 мкм изолирована от обкладок конденсатора ещё более тонкими слоями диэлектрика. Особенностью таких систем является возможность создания в слое люминофора очень высокой напряжённости электрич. поля ($\sim 10^8$ В/м), благодаря чему удаётся получить по неск. квантов света от каждого прошедшего сквозь слой электрона. Др. особенность — возможность получения бистабильного режима, в к-ром стационарная яркость свечения зависит от того, достигнута ли данная амплитуда напряжения путём его повышения или понижения.

Возможны и др. механизмы предпробойной Э.— прямое возбуждение центров свечения электронным ударом, а также внутризонная Э., наблюдаемая в *p*—*n*-переходах, включённых в запорном направлении. При внутризонной Э. свободные электроны (или дырки) испускают свет при переходах в пределах зоны проводимости (валентной зоны), без участия центров свечения. Такая Э. отличается крайне широким спектром, охватывающим всю область прозрачности полупроводника и даже заходящим в область собств. поглощения.

Э. газов (свечение газового разряда) используется в газоразрядных трубках. Э. тв. тел применяется для индикаторных устройств (электролюминесцентные, знаковые индикаторы, мнемосхемы, преобразователи изображений и т. д.).

Применяемые в настоящее время системы с предпробойной Э. изготовляются гл. обр. на основе ZnS. Они подвержены деградации (постепенному снижению яркости во время работы) вследствие ионных процессов под действием сильного электрич. поля. Значительно более стойки системы на основе GaN, но технология их изготовления ещё недостаточно разработана. Разрабатываются также системы на основе органич. соединений с двойными связями.

Лит.: Прикладная электролюминесценция, М., 1974; Верещагин И. К., Электролюминесценция кристаллов, М., 1974; Веревкин Ю. Н., Деградационные процессы в электролюминесценции твердых тел, Л., 1983. *М. В. Фок.*

ЭЛЕКТРОМАГНИ́ТНАЯ ИНДУ́КЦИЯ — возникновение электрич. поля, электрич. тока или электрич. поляризации при изменении во времени магн. поля или при движении материальных сред в магн. поле. Различают два типа эффектов Э. и. Один из них состоит в наведении вихревого электрич. поля $\boldsymbol{E}(\boldsymbol{r}, t)$ перем. магн. полем $\boldsymbol{B}(\boldsymbol{r}, t)$:

$$\operatorname{rot}\boldsymbol{E} = -\frac{1}{c}\frac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial t} \quad \text{или}$$

$$\mathscr{E} = \oint_l \boldsymbol{E}\,d\boldsymbol{l} = -\frac{1}{c}\int_S \boldsymbol{B}\,d\boldsymbol{S} = -\frac{1}{c}\frac{\partial \Phi}{\partial t}, \qquad (1)$$

где S — поверхность, ограниченная фиксир. контуром l, Φ — магн. поток через S (направления нормали к S и обхода по контуру l связаны правилом правого винта). Соотношения (1) являются строгими ур-ниями классич. электродинамики (см. *Максвелла уравнения*) и универсально применимы как к свободному пространству (электродинамич. вакууму), так и к произвольным средам и системам (неподвижным и движущимся).

В простейших случаях замкнутых неподвижных квазистационарных электрич. цепей, выполненных из достаточно тонких проводов, циркуляция электрич. поля $\boldsymbol{\mathscr{E}}$ в (1) может приближённо трактоваться как *электродвижущая сила* (эдс) Э. и. в «проводящем контуре» $\mathscr{E}_{эи}^{(1)}$, если контурный интеграл в (1) слабо зависит от выбора пути интегрирования внутри проводника. Эдс Э. и. определяется через работу электрич. поля над током в ед. времени (P):

$$P = \mathscr{E}_{эи}^{(1)} \cdot I = \int_V \boldsymbol{E}\cdot\boldsymbol{j}\,dV;\ I = \int_{S_n} \boldsymbol{j}\cdot d\boldsymbol{S}_n. \qquad (2)$$

Здесь $\boldsymbol{j}(\boldsymbol{r}, t)$ — плотность тока в проводнике, I — электрич. ток, к-рый в квазистационарном приближении считается одинаковым для всех нормальных сечений S_n проводящего контура. В тех случаях, когда зависимостью $\boldsymbol{E}$ и $\boldsymbol{j}$ от координат поперечного сечения проводника можно пренебречь, выражение (2) преобразуется к виду (1) подстановкой: $\boldsymbol{j} = I\boldsymbol{l}/S_n$; $dV = S_n dl$; $d\boldsymbol{l} = \boldsymbol{l}\,dl$. Такая ситуация обычно имеет место при внешней Э. и., когда поток Φ можно считать сторонним, независимым от наводимых в контуре токов $\boldsymbol{j}$, создаваемым, напр., достаточно удалёнными источниками. Напротив, при самоиндукции, когда эдс в цепи наводится магн. полем, создаваемым перем. током в той же цепи, магн. поле всегда существенно изменяется от точки к точке нормального сечения провода. В этом случае, а также для более точных расчётов эдс внешней Э. и. производят усреднение в (2) по линиям тока в проводе: $\mathscr{E}_{эи}^{(1)} = -(1/c)\partial\langle\Phi_i\rangle/\partial t$, где Φ_i — магн. поток через поверхность S_i, ограниченную линией тока l_i, $\langle\ldots\rangle$ — знак усреднения. Поток $\bar{\Phi} = \langle\Phi_i\rangle$ наз. сцепленным с контуром магн. потоком.

Др. тип эффектов Э. и. связан с движением материальных сред (проводников, изоляторов, тв. тел, жидкостей, газов, плазмы) в стационарном магн. поле $\boldsymbol{B}(\boldsymbol{r})$. На заряж. частицы в движущихся телах действует магнитная *Лоренца сила* $\boldsymbol{F}^m = (e/c)[\boldsymbol{v}\boldsymbol{B}]$ ($\boldsymbol{v}$ — скорость носителей заряда), приводящая к разделению зарядов противоположных знаков, к генерации электрич. токов в проводниках, к поляризации диэлектриков. Индуцируемые электрич. поля при этом потенциальны ($\operatorname{rot}\boldsymbol{E} = -(1/c)\partial\boldsymbol{B}/\partial t = 0$). Усреднённые по физически малому объёму силы $\boldsymbol{F}^m$ имеют плотность $\boldsymbol{f}^m = (1/c)[\boldsymbol{j}\boldsymbol{B}]$ и совершают механич. работу с мощностью

$$P_{мех} = \frac{1}{c}\int_V [\boldsymbol{j}\boldsymbol{B}]\boldsymbol{u}\,dV, \qquad (3)$$

где $\boldsymbol{u} = \langle\boldsymbol{v}\rangle$ — ср. скорость носителей заряда. Эдс Э. и. $\mathscr{E}_{эи}$ определяется из соотношения

$$P_{мех} + \mathscr{E}_{эи}^{(2)} \cdot I = 0, \qquad (4)$$

к-рое следует из равенства нулю суммарной работы сил Лоренца ($\boldsymbol{F}^m \perp \boldsymbol{v}$). Как видно из (4), при Э. и. (2-го типа) происходит преобразование механич. энергии в электромагнитную, если $\mathscr{E}_{эи}^{(2)} \cdot I > 0$ (как это имеет место в динамомашинах) или, наоборот, электромагнитной — в механическую, если $\mathscr{E}_{эи}^{(2)} \cdot I < 0$ (в электродвигателях).

Для электрич. цепей, состоящих из тонких проводников, можно (так же, как это делалось выше) перейти от интегрирования по объёму в (3) к интегрированию вдоль некрого контура внутри провода:

$$\mathscr{E}_{эи}^{(2)} = \frac{1}{c}\oint_l [\boldsymbol{u}\boldsymbol{B}]\,dl. \qquad (5)$$

В тв. телах с электронной или дырочной проводимостью поперечная (к $d\boldsymbol{l}$ и $\boldsymbol{B}$) составляющая скорости $\boldsymbol{u}$ определяется локальным значением скорости контура $\boldsymbol{u}_k(\boldsymbol{r}, t)$ ($\boldsymbol{u}_\perp = \boldsymbol{u}_{k\perp}$), что позволяет объединить эдс $\mathscr{E}_{эи}^{(1)}$ и $\mathscr{E}_{эи}^{(2)}$:

$$\mathscr{E}_{эи}(t) = -\frac{1}{c}\frac{d\Phi}{dt} = \oint_l \left(\boldsymbol{E} + \frac{1}{c}[\boldsymbol{u}_k\boldsymbol{B}]\right) dl. \qquad (6)$$

Это соотношение носит название закона Фарадея. В отличие от (1) выражение (6) справедливо только в квазистационарном приближении. Полная производная по времени от магн. потока Ф учитывает его изменения, связанные как с изменением поля $\boldsymbol{B}$ во времени, так и с движением (деформацией) проводящего контура.

Для проводников с произвольным механизмом проводимости (электролитов, плазмы, тв. тел со смешанной электронно-дырочной проводимостью) закон Фарадея в общем случае неприменим, т. к. движение проводника не определяет однозначно поперечную скорость носителей заряда $\boldsymbol{u}$. В таких средах противоположные заряды могут рождаться парами (ионизация, диссоциация, квантовые переходы из заполненной зоны в свободную) и аннигилировать (рекомбинация, обратные квантовые переходы). Могут возникать также вихревые конвективные движения пар заряж. частиц. Всё это может приводить к относительному поперечному движению зарядов в проводнике. Так, напр., на рис. 1 проводящая перемычка A движется со скоростью $\boldsymbol{U}_A$ вдоль проводов, помещённых в однородное постоянное магн. поле $\boldsymbol{B}_0$. Если перемычкой является металлич. шина, то в цепи наводится $\mathscr{E}_{эи}$ в соответствии с (6). Если же цепь замыкается волной ионизации воздуха, создаваемой, напр., движущимся источником γ-излучения (R) или дуговым разрядом, то $\mathscr{E}_{эи}$ в цепи не возникает, т. к. проводимость плазменного столба обеспечивают электрон-ионные пары, рождающиеся в среднем с нулевой нач. скоростью и через нек-рое время рекомбинирующие. Наоборот, если неподвижный разряд продувать струёй воздуха перпендикулярно магн. полю, эдс Э. и. будет наводиться [в соответствии с (5), хотя $d\Phi/dt=0$]. Эдс Э. и. будет возникать и в том случае, если разряд неподвижен и нет стороннего продува, но в цепь включена дополнительная эдс, создающая сторонний ток. Такой разряд будет всасывать со всех сторон окружающий воздух и выбрасывать его в виде струи в сторону действия силы Ампера.

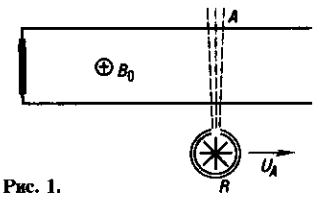


Рис. 1.

Др. ограничения применимости закона Фарадея (6) возникают в распределённых проводящих средах и коммутирующих устройствах со скользящими контактами, переключателями, коллекторами и т. п., т. е. в системах, геометрия к-рых не определяет однозначно структуру индукционных токов. Рис. 2 иллюстрирует т. н. парадокс Геринга. Пост. магн. поток Φ_0, сосредоточенный внутри соленоида С, пронизывает проводящий контур γ в его нач. положении $а$. Контур с помощью скользящих контактов *1*, *2* и проводящего кольца М переводится в положение $б$, в к-ром поток через контур $\Phi_\gamma=0$. Магн. поток через γ меняется за конечное время, контур всё время остаётся замкнутым, однако эдс не возникает, стрелка вольтметра (V) не отклоняется ($\mathscr{E}^{(1)}_{эи}=0$, т. к. $\partial\boldsymbol{B}/\partial t=0$; $\mathscr{E}^{(2)}_{эи}=0$, т. к. $\boldsymbol{B}=0$ в областях, где $\boldsymbol{u}\neq 0$).

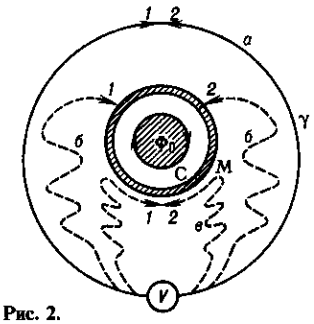


Рис. 2.

Э. и. приводит к поляризации движущихся в магн. поле диэлектриков. Вектор поляризации

$$\boldsymbol{P}^e(r,\,t)=\frac{\varepsilon-1}{4\pi\varepsilon}\cdot\frac{1}{c}\,[\boldsymbol{uB}], \qquad (7)$$

где ε — диэлектрич. проницаемость, $\boldsymbol{u}(\boldsymbol{r},\ t)$ — локальная скорость среды. Неоднородность $\boldsymbol{u}(\boldsymbol{r})$, $\boldsymbol{B}(\boldsymbol{r})$ или $\varepsilon(\boldsymbol{r})$ приводит к появлению объёмного индуцир. заряда с плотностью $\rho^e=-\operatorname{div}\boldsymbol{P}^e$; на границе диэлектрика с вакуумом наводится поверхностный заряд

$$\sigma^e=\frac{\varepsilon-1}{4\pi\varepsilon}\cdot\frac{1}{c}\,(\boldsymbol{n}[\boldsymbol{uB}]),$$

где $\boldsymbol{n}$ — внешняя единичная нормаль к поверхности.

Явление Э. и. открыто М. Фарадеем (M. Faraday) в 1831 и независимо Дж. Генри (J. Henry) в 1832. Э. Х. Ленц в 1833 установил универсальное правило для определения знака эдс Э. и. В 1845 Ф. Нейман (F. Neumann) дал математич. формулировку закона Фарадея (6). Универсальная общность отвлечённого от свойств конкретных материальных сред соотношения (1), к-рое иногда тоже наз. законом Фарадея, была понята Дж. К. Максвеллом в 1864. Им же предсказан дополнительный к Э. и. эффект — наведение магн. поля переменным электрическим. Открытие Э. и. и магнитоэлектрич. индукции привело к формированию представления о едином материальном *электромагнитном поле* (тензорном), компонентами к-рого являются напряжённости электрич. и магн. полей.

Э. и. чрезвычайно широко реализуется в природе и применяется в технике. На эффектах Э. и. базируется устройство электромоторов и генераторов тока разного типа, трансформаторов, измерит. приборов, индукционных нагревателей, ускорителей элементарных частиц, источников плазмы в термоядерных реакторах, эл.-магн. движителей, магн. подвесок и т. д.

Эффекты Э. и. в распределённых системах порождают такие явления, как *Фуко токи*, *униполярная индукция*, *гидромагнитное динамо*, *вмороженность магнитного поля* в проводящую жидкость, магн. вязкость, неустойчивость плазменных шнуров. Э. и. лежит в основе механизма распространения эл.-магн. волн.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Электродинамика сплошных сред, 2 изд., М., 1982; Джексон Дж., Классическая электродинамика, пер. с англ., М., 1965; Сивухин Д. В., Общий курс физики, 2 изд., т. 3. Электричество, М., 1983.

М. А. Миллер, Г. В. Пермитин.

ЭЛЕКТРОМАГНИТНО-АКУСТИЧЕСКОЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЕ (ЭМАП) — превращение части энергии эл.-магн. волн на границе проводника в энергию упругих колебаний той же или кратных частот, меньших дебаевской частоты (см. *Дебая теория*). Характеристиками ЭМАП служат амплитуда возбуждаемого *ультразвука* и и эффективность преобразования η, определяемая отношением потоков энергий в упругой и эл.-магн. волнах. Обычно $\eta\sim 10^{-8}$—10^{-12}, причём наиб. интенсивная генерация ультразвука происходит в присутствии пост. магн. поля $\boldsymbol{H}_0$. В случае генерации продольного ультразвука вектор $\boldsymbol{H}_0$ направляют вдоль границы проводника (рис. 1, $а$), а в случае генерации поперечного ультразвука (см. *Упругие волны*) — по нормали к ней (рис. 1, $б$). Эл.-магн. поле создаётся катушками индуктивности, расположенными вблизи поверхности (при работе на высоких частотах образец помещают в объёмный резонатор). Преобразователем эл.-магн. и упругой энергий в задачах ЭМАП выступает собственно приповерхностный слой проводника. Формируя разл. конфигурации $\boldsymbol{H}_0$ и эл.-магн. полей у поверхности проводника (рис. 2), можно возбуждать в нём не только объёмные упругие волны, распространяющиеся под любым углом к поверхности, но и разл. типы *поверхностных акустических волн*.

Наиб. широко используются два метода эксперим. исследования ЭМАП. Первый из них заключается в генерации эл.-магн. полем короткого УЗ-импульса, к-рый, отражаясь от противоположных граней образца, создаёт последовательность затухающих эхо-сигналов. Регистрация этих сигналов осуществляется либо той же катушкой индуктивности за счёт эффекта обратного ЭМАП, либо *пьезоэлектрическими преобразователями* или *магнитострикционными преобразователями*. Второй метод предполагает исследование резонансных особенностей поверхностного импеданса Z при установлении стоячих упругих волн в образцах «правильной» формы — пластинах, стержнях и т. д.

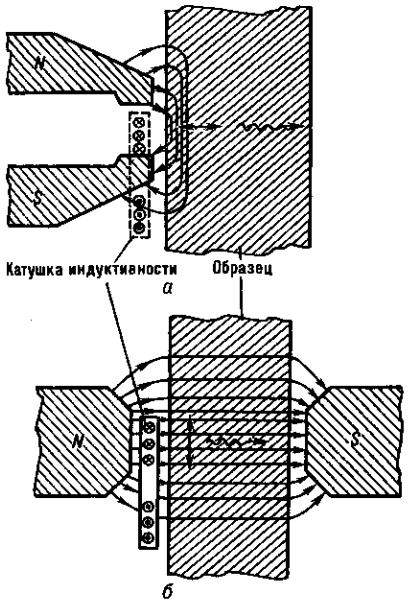


Рис. 1. Схема стандартного расположения источников полей относительно границы металла в случае возбуждения продольного (*а*) и поперечного (*б*) ультразвука. Волнистыми стрелками обозначены направления распространения упругих волн, двусторонними — колебания частиц в волне, *N* и *S* — полюсы постоянного магнита.

Основой теоретич. исследования ЭМАП служит связанная система ур-ний теории упругости и ур-ний Максвелла (в магнетиках она дополняется *Ландау — Лифшица уравнением*), описывающая возбуждение, взаимодействие и распространение в проводящих средах эл.-магн., акустич. и спиновых колебаний. В нормальном металле плотность силы, возбуждающей акустич. колебания, можно представить в виде суммы индукционного f^i, деформационного f^d и стюарт-толменовского f^S слагаемых, в магнетиках она дополняется силами магнитоупругой природы f^m (см. *Магнитострикция*).

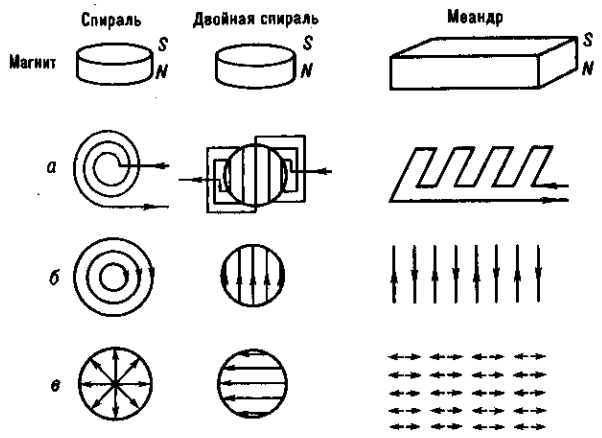


Рис. 2. Некоторые типы катушек индуктивности (*а*), распределения переменного тока в скин-слое (*б*) и вызываемые индукционным механизмом поля упругих смещений (*в*).

Под действием эл.-магн. волны в металле наводится перем. ток $\boldsymbol{j}$, сосредоточенный у его поверхности (см. *Скин-эффект*). Взаимодействие этого тока с постоянным магн. полем приводит к появлению силы

$$\boldsymbol{f}^i = [\boldsymbol{j}\boldsymbol{H}_0]/c,$$

действующей на электроны и передающейся через столкновения решётке. Амплитуда возбуждаемого ультразвука при этом пропорциональна H_0, напряжённости магн. поля $\boldsymbol{H}$ эл.-магн. волны и обратно пропорциональна скорости ультразвука, плотности проводника ρ и частоте; кроме того, она зависит от соотношения глубины скин-слоя и длины упругой волны. Поляризация поперечного ультразвука, возбуждаемого $\boldsymbol{f}^i$, совпадает с направлением $\boldsymbol{H}$.

В чистых металлах при низких темп-рах энергию, приобретённую от эл.-магн. волны, электроны передают решётке на расстояниях порядка длины свободного пробега, к-рая может существенно превышать толщину скин-слоя. Прямое воздействие электрич. поля $\boldsymbol{E}$ эл.-магн. волны на решётку в скин-слое оказывается при этом нескомпенсированным, результатом чего является возникновение силового диполя

$$\boldsymbol{f}^d = -ne(\boldsymbol{E} - \boldsymbol{j}/\sigma_0),$$

где n — концентрация электронов, σ_0 — статич. проводимость. Поляризация поперечного ультразвука, возбуждаемого $\boldsymbol{f}^d$, совпадает с направлением $\boldsymbol{E}$. Деформационная сила, проявляется при нелокальной связи между плотностью наведённого в проводнике тока и $\boldsymbol{E}$ за счёт пространственной дисперсии проводимости ($\sigma \neq \sigma_0$). Частным случаем деформационного взаимодействия служит поверхностный механизм, обусловленный диффузным рассеянием электронов на границе проводника. Поле $\boldsymbol{H}_0$, локализуя электроны проводимости в пределах ларморовского радиуса, уменьшает эффективность деформационного механизма ЭМАП и изменяет направление поляризации возбуждаемого поперечного ультразвука.

Сила Стюарта — Толмена

$$\boldsymbol{f}^S = -(m/e)\,\partial \boldsymbol{j}/\partial t,$$

где m — масса свободного электрона, возникает из-за того, что электроны под действием эл.-магн. волны движутся относительно кристаллич. решётки, к-рая колеблется и представляет тем самым неинерциальную систему.

Эффективность генерации ультразвука за счёт индукционного механизма в условиях тонкого по сравнению с длиной упругой волны скин-слоя,

$$\eta = (s/c)\,H_0^2/4\pi\rho s^2,$$

определяется отношением скорости звука s к скорости света c и отношением плотности энергии магн. поля к модулю упругости металла. Эффективности ЭМАП за счёт деформационного и стюарт-толменовского механизмов, как правило, существенно ниже эффективности ЭМАП в случае индукционного механизма.

В магнитоупорядоченных средах наряду с индукционным взаимодействием, модифицированным наличием магн. подсистемы, проявляются механизмы ЭМАП, обязанные изотропной и анизотропной магнитострикции γ. Все процессы, обусловливающие *намагничивание* вещества, сказываются и в ЭМАП, в частности, возбуждение ультразвука происходит за счёт смещения доменных границ и за счёт вращения намагниченности в доменах. Эффективность магнитоупругого механизма ЭМАП в проводящем изотропном магнетике

$$\eta = (c/s)^3\,(\omega/\sigma)^2\,(\gamma\chi M/\mu)^2/4\pi\rho s^2,$$

где M — намагниченность, μ — магн. проницаемость, χ — магн. восприимчивость. Магнитоупругий механизм ЭМАП наиб. эффективен в области перехода металла из парамагнитного в ферромагн. состояние. Пик генерации в этой области обязан резкому изменению с темп-рой M, μ и χ в точке Кюри. Зависимости ЭМАП от магн. поля в ферромагн. состоянии проводника, как правило, существенно немонотонны. В слабых магн. полях доминирует магнитоупругий механизм, эффективность к-рого достигает максимума в области изменения наклона кривой намагничивания. В сильных магн. полях осн. роль играет индукционный механизм, что приводит к линейной зависимости амплитуды генерации от $\boldsymbol{H}_0$ (рис. 3).

ЭМАП используется для изучения связей между электронной, спиновой и упругой подсистемами проводников, а также для измерения скорости и затухания акустич. волн в твёрдых телах. Достоинство этого метода — возможность проведения бесконтактных акустич. измерений и ультразвукового неразрушающего контроля в широком интервале частот и темп-р. Генерация ультразвука

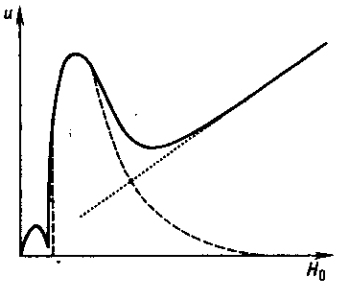


Рис. 3. Зависимость амплитуды генерации поверхностной ультразвуковой волны в поликристалле железа от H_0. В слабых полях доминирует магнитоупругий механизм ЭМАП (штриховая линия), наличие двух пиков связано с обращением в нуль магнитострикции при некотором значении поля. В сильных полях преобладает индукционный механизм (пунктир).

эл.-магн. волнами наблюдается в металлах и полупроводниках, в сверхпроводящих и магнитоупорядоченных средах. Для изучения упругих свойств диэлектриков этим методом на их поверхность наносят тонкий проводящий слой («искусственный» скин-слой). На основе ЭМАП созданы скоростной контроль однотипных металлич. изделий, толщинометрия горячего проката, контроль *адгезии* непроводящих покрытий и сварных соединений.

Лит.: Конторович В. М., Глущук А. М., Преобразование звуковых и электромагнитных волн на границе проводника в магнитном поле, «ЖЭТФ», 1961, т. 41, с. 1195; Каганов М. И., Фикс В. Б., Возбуждение звука током в металлических пленках, «ФММ», 1965, т. 19, с. 489; Dobbs E. R., Electromagnetic generation of ultrasonic waves, «Phys. Acoustics. Principles and Methods», 1973, v. 10, p. 127; Frost H. M., Electromagneticultrasound transducers: principles, practice and applications, ibid, 1979, v. 14, p. 179; Бучельников В. Д., Васильев А. Н., Электромагнитное возбуждение ультразвука в ферромагнетиках, «УФН», 1992, т. 162, № 3, с. 89.

А. Н. Васильев.

ЭЛЕКТРОМАГНИ́ТНОЕ ВЗАИМОДЕ́ЙСТВИЕ — одно из фундам. взаимодействий элементарных частиц (наряду с гравитационным, слабым и сильным), характеризуемое участием в нём эл.-магн. поля.

«Сила» Э. в. элементарных частиц определяется их электрич. зарядом, к-рый кратен элементарному электрич. заряду $e=4{,}8\cdot10^{-10}$ единиц заряда СГСЭ (абс. величина заряда электрона).

Вследствие равенства нулю массы фотона Э. в. является дальнодействующим (см. *Взаимодействие*), в частности сила притяжения между заряж. покоящимися частицами изменяется с расстоянием как $1/r^2$ (*Кулона закон*).

С помощью Э. в. осуществляется взаимодействие положительно заряженных ядер и отрицательно заряженных электронов в атомах и молекулах. Тем самым Э. в. определяет (на основе законов квантовой механики) возможность устойчивого состояния таких микроскопич. систем. Размеры их существ. образом определяются величиной электрич. заряда электрона (так, *Бора радиус* равен $\hbar^2/m_e e^2$, где m_e — масса электрона). Эл.-магн. природу имеют фотоэффект, явления ионизации и возбуждения атомов среды быстро движущимися заряж. частицами, процессы расщепления ядер фотонами, реакции фоторождения мезонов, радиационные (с испусканием фотонов) распады элементарных частиц и возбуждённых состояний ядер, упругое и неупругое рассеяние электронов и мюонов на ядерных мишенях и т. п.

В силу дальнодействия Э. в. может заметно проявляться и на макроскопич. уровне. К Э. в. фактически сводится большинство наблюдаемых физ. сил: силы упругости в твёрдых телах, силы трения, силы поверхностного натяжения в жидкостях и др. Свойства разл. агрегатных состояний вещества, хим. превращения веществ также определяются Э. в. Это взаимодействие лежит в основе всех наблюдаемых макроскопически электрич., магн. и оптич. явлений. Разл. проявления Э. в. широко используются в электротехнике, радиотехнике, электронике.

Эл.-магн. явления, в к-рых участвуют слабые, медленно меняющиеся эл.-магн. поля, определяются законами класс. электродинамики, описываемыми *Максвелла уравнениями*. Для сильных или быстро меняющихся полей гл. роль играют квантовые явления. Кванты эл.-магн. поля — фотоны — подчиняются *Бозе — Эйнштейна статистике*, вследствие чего в одном и том же состоянии может находиться любое число фотонов. Это обусловливает возможность описания Э. в. с участием большого числа фотонов в рамках класс. физики. Большое число фотонов и создаёт класс. *электромагнитное поле*.

Как фундаментальное, Э. в. проявляется на малых расстояниях (обычно порядка или меньше атомных), где существенны квантовые эффекты. При этом описание взаимодействия между фотонами и заряж. лептонами даётся ур-ниями *квантовой электродинамики*. При описании Э. в. адронов и ядер необходимо учитывать также *сильное взаимодействие*.

Интенсивность (или эфф. *сечение*) эл.-магн. процессов в микромире определяется безразмерным параметром $\alpha=e^2/\hbar c=1/137$, наз. *тонкой структуры постоянной*. Среди др. типов взаимодействий элементарных частиц Э. в. занимает промежуточное положение как по «силе», так и по числу законов сохранения, к-рые выполняются при Э. в. Так, характерные времена радиац. распадов элементарных частиц и возбуждённых состояний ядер (10^{-12}—10^{-20} с) значительно превосходят «ядерные» времена (10^{-23} с) и много меньше времён распадов, обусловленных *слабым взаимодействием* (10^3—10^{-13} с). При Э. в., в отличие от слабого взаимодействия, сохраняются пространственная чётность (*P-чётность*), *зарядовая чётность*, *странность*, *очарование*, *красота*. С хорошей степенью точности установлено, что Э. в. инвариантно по отношению к *обращению времени*. В то же время при Э. в. *адронов* нарушаются присущие сильному взаимодействию законы сохранения *изотопического спина* и *G-чётности*, при этом изотопич. спин адронов может изменяться при испускании или поглощении фотона лишь на ±1 или 0.

Законы сохранения и свойства фотонов в значит. степени определяют специфич. черты Э. в. Так, вследствие того что спин фотона равен 1, появляются определ. *отбора правила* в процессах испускания фотонов (напр., запрещены переходы с испусканием одного фотона между состояниями системы, имеющими нулевой момент кол-ва движения). Сохранение зарядовой чётности приводит к тому, что система с положительной зарядовой чётностью C может распадаться только на чётное число фотонов, а с отрицательной — на нечётное. Напр., парапозитроний (см. *Позитроний*) ($C=+1$) распадается на два фотона, а ортопозитроний ($C=-1$) — на три фотона.

Из-за малости α вероятности эл.-магн. процессов малы по сравнению с вероятностями аналогичных процессов, протекающих за счёт сильного взаимодействия. Напр., сечение рассеяния фотонов с энергией 1 ГэВ на протоне составляет ок. 10^{-30} см^2, что примерно в 10^4 раз меньше сечения рассеяния пионов на протоне при соответствующей полной энергии в системе центра масс (с. ц. м.).

При матем. описании Э. в. эл.-магн. поле в пространственно-временно́й точке x характеризуется 4-потенциалом $A_\mu(x)$, $\mu=0,\ 1,\ 2,\ 3$; $A=(\varphi,\ \boldsymbol{A})$, где φ — скалярный потенциал, $\boldsymbol{A}$ — векторный потенциал. Лагранжиан взаимодействия $\mathscr{L}$ поля с зарядом записывается в виде скалярного произведения:

$$\mathscr{L}=-\frac{1}{c}\sum_{\mu=0}^{3}j_\mu A_\mu=-\rho\varphi+\frac{1}{c}\boldsymbol{j}\boldsymbol{A},$$

где $j_\mu(x)$ — 4-вектор плотности электрич. тока: $j=(c\rho,\ \boldsymbol{j})$, ρ — плотность заряда, $\boldsymbol{j}$ — плотность электрич. тока. В квантовой физике j_μ и A_μ становятся операторами, при этом ток, образованный движущимися заряж. частицами со спином 1/2 (напр., электронами), описывается выражением $j_\mu(x)=e\bar{\psi}(x)\gamma_\mu\psi(x)$. Здесь $\psi(x)$ — оператор уничтожения исходного электрона, $\bar{\psi}(x)$ — оператор рождения электрона в конечном (после взаимодействия с фотоном) состоянии, γ_μ — матрица Дирака. Аналогичные выражения имеют место и для др. фермионов со спином 1/2. (Матрицы введены для того, чтобы из операторов $\bar{\psi}$ и ψ, к-рые являются четырёхмерными спинорами относительно преобразований Лоренца, сконструировать 4-вектор — *элек-*

тромагнитный ток j_μ; тогда произведение $j_\mu A_\mu$ будет скаляром, т. е. *L*-инвариантом.)

На основании выражения для $\mathscr{L}$ с использованием аппарата *матрицы рассеяния* (*S*-матрицы) рассчитывают сечения эл.-магн. процессов, вероятности радиац. распадов и др. характеристики частиц.

При т. н. *калибровочных преобразованиях*

$$\psi(x)\to\psi'(x)=e^{ie\chi(x)}\psi(x),$$

$$A_\mu(x)\to A'_\mu(x)=A_\mu(x)+\frac{\partial\chi}{\partial x_\mu},$$

где $\chi(x)$ — произвольная ф-ция x, лагранжиан и наблюдаемые физ. величины остаются неизменными. Это свойство получило назв. *калибровочной инвариантности*. Обобщение представления о калибровочной инвариантности на др. типы взаимодействий привело, в частности, к созданию единой теории слабых и эл.-магн. взаимодействий (см. *Электрослабое взаимодействие*).

Квантовая электродинамика, развитая для описания атомных явлений с участием электронов, оказалась справедливой и для расстояний, значительно меньших, чем атомные (на начало 1990-х гг. вплоть до 10^{-16} см). Её предсказания с высокой степенью точности согласуются со всеми эксперим. данными. Так, расхождение измеренной величины магн. момента электрона с теоретич. значением не превышает 10^{-8}%.

Э. в. *мюонов* и *тау-лептонов* оказались полностью аналогичными Э. в. электронов, хотя масса мюона примерно в 200, а τ-лептона — в 3600 раз больше, чем у электрона. Всё отличие явлений с участием e^{-}, $\mu^{\pm}$, $\tau^{\pm}$ обусловлено лишь разницей масс этих частиц. Происхождение различия в массах указанных частиц пока остаётся не понятым.

В эл.-магн. процессах с участием адронов и ядер (фоторождении мезонов, рассеянии электронов и мюонов на протонах и ядрах, фоторасщеплении ядер, *аннигиляции* пар e^+e^- в адроны и др.) важную роль играет сильное взаимодействие. Так, возбуждённые состояния адронов — *резонансы* могут возбуждаться фотонами и ярко проявляются, напр., в полных сечениях процесса поглощения фотонов протонами с образованием адронов (рис. 1). Эл.-магн. свойства и эл.-магн. структура адронов (магн. моменты, распределения зарядов) обусловлены сложным кварковым строением этих частиц (см. *Кварковые модели*). Напр., среднеквадратичный радиус, характеризующий распределение заряда в протоне ($0{,}8\cdot10^{-13}$ см), задаётся ср. расстоянием между кварками в протоне и по существу связан с радиусом конфайнмента ($\approx10^{-13}$ см).

Малые размеры адронов и ядер ($R\approx10^{-12}$—10^{-13} см) определяют плавную угл. зависимость дифференц. сечений взаимодействия с ними фотонов небольших энергий ($\varepsilon_\gamma<hc/R$): соответствующая этим энергиям длина волны λ эл.-магн. поля превышает размеры адронной системы и взаимодействие происходит за счёт испускания или поглощения фотонов преим. низких мультипольностей (см. *Мультипольное излучение*).

При энергиях ε_γ выше 2 ГэВ угл. и энергетич. зависимости характеристик (сечений, поляризаций и др.) фотонных процессов и процессов взаимодействия между адронами схожи: дифференц. сечения характеризуются направленностью вперёд, полное сечение $\sigma(\gamma p)$ слабо зависит от энергии (рис. 1), а при $\varepsilon_\gamma>50$ ГэВ медленно возрастает с увеличением энергии, что характерно для полных сечений взаимодействий адронов. Это сходство легло в основу *векторной доминантности модели*, согласно к-рой фотон взаимодействует с адронами, предварительно перейдя в адронное состояние — векторные мезоны ρ^0, ω, φ и др. (имеющие такие же квантовые числа, как и фотон, за исключением массы). Возможность такого перехода ярко иллюстрируется резонансной зависимостью от энергии сечения процесса $e^++e^-\to K^++K^-$, обусловленного превращением пары e^+e^- в виртуальный фотон, а последнего — в векторный φ-мезон с последующим его распадом на пару *K-мезонов* (рис. 2). Эксперимент показал удовлетворит. применимость модели векторной доминантности для описания т. н. мягких эл.-магн. явлений, к-рые характеризуются малыми передаваемыми адронной системе импульсами (<1 ГэВ/с). В простейшем приближении сечение адронного поглощения фотонов на ядре с числом нуклонов A должно быть равно сумме сечений поглощения фотонов отд. нуклонами $\sigma(\gamma A)=A\,\sigma(\gamma p)$ [$\sigma(\gamma n)\approx\sigma(\gamma p)$] (пунктирная кривая на рис. 3). Наблюдаемая более слабая зависи-

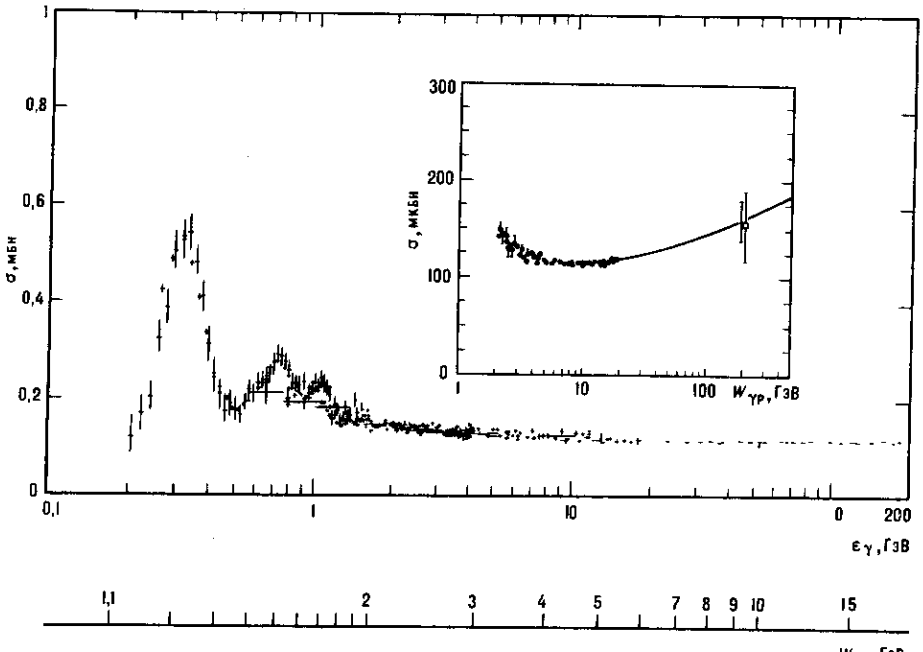


Рис. 1. Зависимость полного сечения поглощения фотона протоном $\sigma(\gamma p)$ от энергии фотона в лабораторной системе ε_γ (верхняя шкала) и суммарной энергии фотона и протона в системе центра масс $W_{\gamma p}$ (нижняя шкала). См. также врезку.

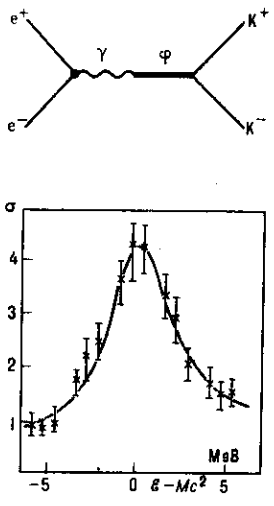


Рис. 2. Зависимость сечения σ процесса $e^++e^-\to K^++K^-$ (в произвольных единицах) от разности $\mathscr{E}-Mc^2$, где $\mathscr{E}$ — полная энергия сталкивающихся частиц в системе центра масс, M — масса φ-мезона. Вверху соответствующая диаграмма Фейнмана.

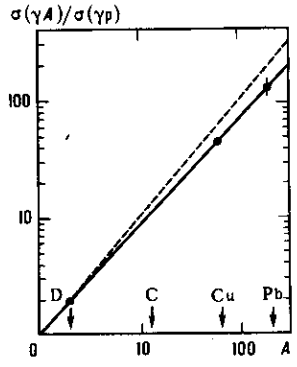


Рис. 3. Отношение $R=\sigma(\gamma A)/\sigma(\gamma p)$ полных сечений адронного поглощения фотонов с $\varepsilon_\gamma=16$ ГэВ на ядрах и на протонах в зависимости от числа A нуклонов в ядре.

мость от A (сплошная кривая на рис. 3) обусловлена возможностью превращения фотона, напр., в ρ^0-мезон, к-рый сильно поглощается нуклонами ядра, что приводит к «затенению» внутр. нуклонов при прохождении фотонов через ядро.

Э. в. адронов и ядер представляет собой мощный инструмент для изучения их строения. Так, наиболее полные сведения о размерах ядер, о распределении в них зарядов получены при измерении сечений упругого рассеяния электронов на ядрах. То же справедливо и в отношении нуклонов.

Решающую роль в изучении структуры нуклонов сыграли эксперименты по рассеянию на них электронов большой энергии, выполненные в кон. 1960-х гг. Оказалось, что дифференц. сечение упругого рассеяния значительно отличается от сечения рассеяния на точечной частице и сильно падает по сравнению с последним при увеличении $|q^2|$ (где q — переданный электроном 4-импульс; рис. 4). Это

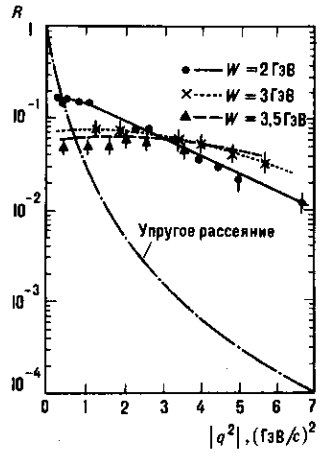


Рис. 4. Зависимость отношения $R=\sigma(e^-+p\to e^-+\text{адроны})/\sigma_M$ от квадрата переданного электроном 4-импульса $|q^2|$ для угла рассеяния электронов $\theta=10°$ и для различных значений полной энергии W адронов конечного состояния в системе центра масс (σ_M — дифференциальное сечение рассеяния электронов на точечной частице). Ослабление зависимости R от $|q^2|$ при увеличении W указывает на постепенный переход к точечноподобному характеру глубоко неупругого рассеяния электронов на протоне. Штрихпунктирная кривая демонстрирует кардинально иное поведение R для упругого рассеяния электронов на протоне, в котором последний выступает как целое.

доказывает, что нуклон — протяжённый объект. Напротив, сечение *глубоко неупругого процесса* рассеяния, $e^-+p\to e^-+$адроны, в к-ром адронам передаются большие импульсы (>1 ГэВ/с) и энергии (>2—3 Гэв), ведёт себя так же, как и сечение рассеяния на точечной частице. Последнее обстоятельство привело к формулировке т. н. партонной модели адронов, согласно к-рой адроны состоят из частей — *партонов*, проявляющих себя при взаимодействии с фотонами как бесструктурные (точечные) частицы.

По совр. представлениям, партоны есть не что иное, как *кварки* и *глюоны*. В применении к Э. в. адронов кварковая модель даёт хорошо согласующиеся с экспериментом предсказания не только для магн. моментов частиц, но и для вероятностей радиац. распадов адронов, для сечений упругого и глубоко неупругого рассеяния электронов. При Э. в. фотон взаимодействует с входящими в состав адронов кварками. При этом в *жёстких процессах* получившие в результате взаимодействия большую энергию кварки и испускаемые ими глюоны образуют *струи адронные*.

Анализ Э. в. (и, в частности, обусловленных им процессов аннигиляции электронов и позитронов высоких энергий с последующим рождением пары кварков) сыграл огромную роль в изучении свойств кварков (в особенности тяжёлых *c*- и *b*-кварков). В первую очередь это касается образования связанных состояний тяжёлых кварков: Ψ- и Υ-частиц, а в дальнейшем также изучения свойств рождающихся очарованных и прелестных D- и B-мезонов. Соответствующие исследования существенно продвинули в целом наше понимание кварковой структуры материи. В кон. 1980-х гг. в процессах e^+e^--аннигиляции была получена обширная информация о свойствах промежуточного Z^0-бозона, позволившая проверить осн. положения теории электрослабого взаимодействия. Изучение Э. в. элементарных частиц при всё возрастающих энергиях, несомненно, и в дальнейшем будет играть существ. роль в понимании природы этих объектов.

Лит.: Фейнман Р., Взаимодействие фотонов с адронами, пер. с англ., М., 1975; Вайнберг С., Свет как фундаментальная частица, [пер. с англ.], «УФН», 1976, т. 120, в. 4, с. 677; Фрауэнфельдер Г., Хенли Э., Субатомная физика, пер. с англ., М., 1979.

А. А. Комар, А. И. Лебедев.

ЭЛЕКТРОМАГНИ́ТНОЕ ИЗЛУЧЕ́НИЕ — см. в ст. *Излучение*.

ЭЛЕКТРОМАГНИ́ТНОЕ ПО́ЛЕ — физ. поле, взаимодействующее с электрически заряж. частицами вещества, а также с частицами, имеющими собственные дипольные и мультипольные электрич. и магн. моменты.

Концепция поля для описания электрич. и магн. явлений [первонач. в форме потенциалов — С. Пуассон (S. Poisson), 1811, 1823] сложилась как альтернатива теории дальнодействия. Термин «Э. п.» стал применять М. Фарадей (M. Faraday), понимая его как реальный физ. объект, распределённый в пространстве. Дж. Максвелл (J. Maxwell) определил Э. п. как совокупность взаимосвязанных векторных полей и установил законы, к-рым они подчиняются (см. *Максвелла уравнения*). Однако до А. Эйнштейна (A. Einstein) (1904) Э. п. продолжали трактовать как возмущение гипотетич. среды — «светоносного эфира». Эйнштейн окончательно придал Э. п. значение самостоятельной распределённой в вакууме субстанции, обладающей собственной массой и импульсом. Он же ввёл понятие о кванте Э. п.

Сосуществуют две концепции Э. п.: классическая и квантовая. Макроскопическое (классическое) Э. п. рассматривается как непрерывное силовое поле, обладающее распределённой энергией, массой, импульсом, моментом импульса (см. *Электродинамика*). В квантовой физике Э. п. интерпретируют как «газ» элементарных частиц — фотонов, а распределённые векторные величины, подчиняющиеся ур-ниям поля, описывают комплексную амплитуду вероятности обнаружения фотона в данный момент времени в данной области пространства с данным поляризац. состоянием (см. *Квантовая электродинамика*). Согласованность этих двух противоположных, на первый взгляд, концепций объясняется тем, что фотоны имеют целый *спин* и подчиняются статистике Бозе — Эйнштейна, т. е. способны образовывать конденсат — занимать одно и то же квантовомеханическое состояние. Конденсат большого числа фотонов определяет свойства классич. Э. п.

М. А. Миллер, Г. В. Пермитин.

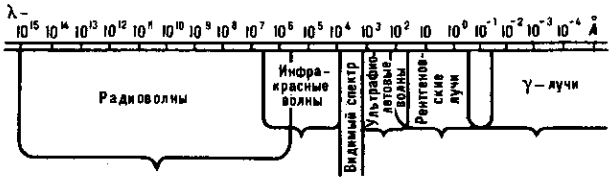
ЭЛЕКТРОМАГНИ́ТНЫЕ ВО́ЛНЫ — *электромагнитные колебания*, распространяющиеся в пространстве с конечной скоростью. Существование Э. в. было предсказано М. Фарадеем (M. Faraday) в 1832. Дж. Максвелл (J. Maxwell) в 1865 теоретически показал, что эл.-магн. колебания распространяются в вакууме со скоростью света. В 1888 максвелловская теория Э. в. получила подтверждение в опытах Г. Герца (H. Hertz), что сыграло решающую роль для её утверждения.

Теория Максвелла позволила установить, что *радиоволны, свет*, рентг. излучение и *гамма-излучение* представляют собой Э. в. с разл. длиной волны λ (табл.), причём

Спектр электромагнитных волн

Частота ν, Гц	Длина волны λ, м	Название диапазона	Источники. Основные методы возбуждения
10^3	$3\cdot10^5$	Радиоволны	Переменные токи в проводниках и электронных потоках (генераторы радиочастот, генераторы СВЧ)
10^{12}	$30\cdot10^{-4}$	ИК-излучение	
$3{,}75\cdot10^{14}$	$8\cdot10^{-7}$	Видимый свет	Излучение молекул и атомов при тепловых и электрических воздействиях
$7{,}5\cdot10^{14}$	$4\cdot10^{-7}$	УФ-излучение, мягкий рентген	Излучение атомов при воздействиях ускоренных электронов
$3\cdot10^{17}$	10^{-9}	Рентген, γ-излучение	Атомные процессы при воздействии ускоренных заряженных частиц
$3\cdot10^{20}$	10^{-12}	γ-излучение	Ядерные процессы, радиоактивный распад, космические процессы
10^{23}	$3\cdot10^{-15}$		

между соседними диапазонами шкалы Э. в. нет резких границ (рис.).



Особенности Э. в., законы их возбуждения и распространения описываются *Максвелла уравнениями*. Если в какой-то области пространства существуют электрич. заряды e и токи I, то изменение их со временем t приводит к излучению Э. в. На характер распространения Э. в. существенно влияет среда, в к-рой они распространяются. Э. в. могут испытывать преломление, в реальных средах имеет место *дисперсия волн*, вблизи неоднородностей наблюдаются *дифракция волн, интерференция волн, полное внутреннее отражение* и др. явления, свойственные волнам любой природы. Пространств. распределение эл.-магн. полей, временны́е зависимости $\boldsymbol{E}(t)$ и $\boldsymbol{H}(t)$, определяющие тип волн (плоские, сферические и др.), вид поляризации и др. особенности Э. в., задаются, с одной стороны, характером источника излучения, с другой — свойствами среды, в к-рой они распространяются. В случае однородной и изотропной среды вдали от зарядов и токов, создающих эл.-магн. поле, ур-ния Максвелла приводят к *волновым уравнениям:*

$$\nabla^2 E=\frac{\varepsilon\mu\partial^2 E}{\partial t^2};\ \nabla^2 H=\frac{\varepsilon\mu\partial^2 H}{\partial t^2}, \qquad (1)$$

описывающим, в частности, распространение плоских монохроматич. Э. в.:

$$E=E_0\cos(\boldsymbol{kr}-\omega t+\varphi),$$
$$H=H_0\cos(\boldsymbol{kr}-\omega t+\varphi). \qquad (2)$$

Здесь ε — диэлектрич., μ — магн. проницаемости среды, E_0 и H_0 — амплитуды колебаний электрич. и маги. полей, $\omega=2\pi\nu$ — круговая частота этих колебаний, φ — произвольный сдвиг фазы, $\boldsymbol{k}$ — волновой вектор, $\boldsymbol{r}$ — радиус-вектор точки, ∇^2 — оператор Лапласа, $\boldsymbol{E}\perp\boldsymbol{H}\perp\boldsymbol{k}$, $H_0=\sqrt{\varepsilon/\mu}E_0$.

Если среда неоднородна или содержит поверхности, на к-рых изменяются её электрич. либо магн. свойства, или если в пространстве имеются проводники, то тип возбуждаемых и распространяющихся Э. в. может существенно отличаться от плоской линейно поляризованной волны. Э. в. могут распространяться вдоль направляющих поверхностей (поверхностные волны), в передающих линиях, в полостях, образованных хорошо проводящими стенками (см. *Волновод металлический, Световод*), в квазиоптич. линиях (см. *Квазиоптика*).

Характер изменения во времени E и H определяется законами изменения тока $I(t)$ и зарядов $e(t)$, возбуждающих Э. в. Однако форма волны в общем случае не следует $I(t)$ или $e(t)$. Она в точности повторяет форму тока только в случае линейной среды, если $I=I_0\sin\omega t$. Т. к. волны любой формы можно представить в виде суммы гармонич. составляющих, то для линейных сред, для к-рых справедлив принцип суперпозиции, все задачи излучения, распространения и поглощения Э. в. произвольной формы сводятся к решению задач для гармонич. Э. в.

В изотропном пространстве скорость распространения гармонич. Э. в., т. е. *фазовая скорость* $v=c/\sqrt{\mu\varepsilon}$. При наличии дисперсии скорость переноса энергии (*групповая скорость*) может отличаться от v. Плотность потока энергии, переносимой Э. в., определяется *Пойнтинга вектором* $\boldsymbol{S}=(c/4\pi)[\boldsymbol{EH}]$. Т. к. в изотропной среде векторы $\boldsymbol{E}$, $\boldsymbol{H}$ и $\boldsymbol{k}$ образуют правовинтовую систему, то $\boldsymbol{S}$ совпадает с направлением распространения Э. в. В анизотропной среде (в т. ч. вблизи проводящих поверхностей) $\boldsymbol{S}$ может не совпадать с направлением распространения Э. в.

Простейшим излучателем Э. в. является электрич. диполь — отрезок проводника длиной $l\ll\lambda$, по к-рому протекает ток $i=i_0\sin\omega t$. На расстоянии от диполя $r\gg\lambda$ образуется волновая зона (зона излучения), где распространяются сферич. волны (см. *Антенна*).

Создание мощных источников радиоволн во всех диапазонах, а также появление квантовых генераторов, в частности *лазеров*, позволили достичь напряжённостей электрич. поля в Э. в., существенно изменяющих свойства сред, в к-рых происходит их распространение. Это привело к развитию нелинейной теории Э. в. При распространении Э. в. в нелинейной среде (ε и μ зависят от E и H) её форма изменяется. Если дисперсия мала, то по мере распространения Э. в. они обогащаются высшими гармониками и их форма постепенно искажается (см. *Нелинейная оптика*). Напр., после прохождения синусоидальной Э. в. характерного пути (величина к-рого определяется степенью нелинейности среды) может сформироваться *ударная волна*, характеризующаяся резкими изменениями E и H (разрывами) с их последующим плавным возвращением к первонач. величинам. Большинство нелинейных сред, в к-рых Э. в. распространяются без сильного поглощения, обладает значит. дисперсией, препятствующей образованию ударных Э. в. Поэтому образование ударных волн возможно лишь в диапазоне λ от неск. см до длинных волн. При наличии дисперсии в нелинейной среде возникающие высшие гармоники распространяются с разл. скоростью и существ. искажения формы исходной волны не происходит. Образование интенсивных гармоник и взаимодействие их с исходной волной может иметь место лишь при специально подобранных законах дисперсии.

Э. в. разл. диапазонов λ характеризуются разл. способами возбуждения и регистрации. Они по-разному взаимодействуют с веществом. Процессы излучения и поглощения Э. в. от самых длинных волн до ИК-излучения достаточно полно описываются соотношениями электродинамики. На более высоких частотах доминируют процессы, имеющие существенно квантовую природу, а в оптич. диапазоне и тем более в диапазонах рентг. и γ-лучей излучение и поглощение Э. в. могут быть описаны только на основе представлений о дискретности этих процессов. Во мн. случаях эл.-магн. излучение ведёт себя не как набор монохроматич. Э. в. с частотой ω и волновым вектором $\boldsymbol{k}$, а как поток квазичастиц — фотонов с энергией $\hbar\omega$ и импульсом $p=\hbar\omega/c$. Волновые свойства проявляются, напр., в явлениях дифракции и интерференции, корпускулярные — в *фотоэффекте* и *Комптона эффекте*.

Лит.: Тамм И. Е., Основы теории электричества, 10 изд., М., 1989; Ландсберг Г. С., Оптика, 5 изд., М., 1976; Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Теория поля, 7 изд., М., 1988; их же, Электродинамика сплошных сред, 2 изд., М., 1982. *В. В. Мигулин.*

ЭЛЕКТРОМАГНИ́ТНЫЕ КОЛЕБА́НИЯ — взаимосвязанные колебания электрич. (E) и магн. (H) полей, составляющих единое эл.-магн. поле. Распространение Э. к. происходит в виде эл.-магн. волн. Э. к. представляют собой дискретную совокупность фотонов, и только при очень большом числе фотонов их можно рассматривать как непрерывный процесс.

Различают вынужденные Э. к., поддерживаемые внеш. источниками, и собственные колебания, существующие и без них. В неогранич. пространстве, а также в ограниченных системах с потерями энергии (диссипативных) возможны собств. Э. к. с непрерывным спектром частот. Пространственно ограниченные консервативные (без потерь энергии) системы имеют дискретный спектр собств. частот, причём каждой частоте соответствует один или неск. независимых типов колебаний (мод). Напр., между двумя отражающими плоскостями в вакууме, отстоящими друг от друга на расстояние l, возможны только синусоидальные Э. к. с круговыми частотами $\omega_n = n\pi c/l$, где n — целое число. Собств. колебания имеют вид синусоидальных стоячих волн, в к-рых колебания векторов E и H сдвинуты во времени на $T/4$ ($T = 2\pi/\omega$ — период колебаний), а пространственные распределения их амплитуд смещены на $\lambda/4$ ($\lambda = cT$ — длина волны), так что максимумы (пучности) E совпадают с нулями (узлами) H, и наоборот. В таких Э. к. энергия в среднем не переносится в пространстве, но внутри каждого четвертьволнового участка между узлами полей происходит независимая от др. участков периодич. перекачка электрич. энергии в магнитную и обратно.

Представление Э. к. в виде суперпозиции мод с дискретным или непрерывным спектром допустимо для любой сложной системы проводников и диэлектриков, если поля, токи, заряды в них связаны между собой линейными соотношениями. В квазистационарных системах, размеры к-рых $\ll \lambda$, области, где преобладают электрич. или магн. поля, могут быть пространственно разделены и сосредоточены в отд. элементах: E — в ёмкостях C, H — в индуктивностях L. Типичный пример системы с сосредоточенными параметрами — колебат. контур, где происходят колебания зарядов на обкладках конденсаторов и токов в катушках самоиндукции. Э. к. в огранич. консервативных системах с распределёнными параметрами C и L имеют дискретный спектр собств. частот.

В средах эл.-магн. поле взаимодействует с заряж. частицами (электронами, ионами), создавая индукир. токи. Токи проводимости обусловливают потери энергии и затухание Э. к.; токи, связанные с поляризацией и намагниченностью среды, определяют значения её диэлектрич. и магн. проницаемостей, а также скорость распространения в ней эл.-магн. волн и спектр собств. частот Э. к. Если индукир. токи зависят от E и H нелинейно, то период, форма и др. характеристики Э. к. зависят от их амплитуд; при этом принцип суперпозиции недействителен и может происходить перекачка энергии Э. к. от одних частот к другим (см. *Нелинейная оптика*). На этом основаны принципы работы большинства генераторов, усилителей и преобразователей частоты Э. к.

Возбуждение Э. к. в устройствах с сосредоточенными параметрами, как правило, осуществляется путём прямого подключения к ним генераторов, в ВЧ-устройствах с распределёнными параметрами — при помощи элементов связи (вибраторов, петель связи, рамок, отверстий и др.), а в оптич. устройствах — применением линз, призм, отражающих полупрозрачных зеркал и т. д.

Лит.: Горелик Г. С., Колебания и волны, 2 изд., М., 1959; Парселл Э., Электричество и магнетизм, пер. с англ., 3 изд., М., 1983; Крауфорд Ф., Волны, пер. с англ., 3 изд., М., 1984. *М. А. Миллер, Л. А. Островский.*

ЭЛЕКТРОМАГНИ́ТНЫЙ ТОК в квантовой теории поля — *ток*, описывающий рождение эл.-магн. полем пары частица — античастица (или её аннигиляцию) либо поглощение и рождение (в тот же момент времени) заряж. частицы (напр., при описании процессов рассеяния). В принятой терминологии Э. т. является нейтральным векторным током заряж. частиц. Для электрона, напр., он имеет вид $j_\mu^{\text{э.м.}} = e\bar{\psi}(x)\gamma_\mu\psi(x)$, $\mu = 0, 1, 2, 3$, где $\psi(x)$ содержит операторы уничтожения электрона и рождения позитрона, а $\bar{\psi}(x)$ — операторы уничтожения позитрона и рождения электрона в пространственно-временной точке x (см. *Дирака поле*), γ_μ — *Дирака матрицы*.

Важнейшее свойство Э. т. — его сохранение, т. е. $\partial j_\mu^{\text{э.м.}}(x)/\partial x_\mu = 0$, являющееся следствием *калибровочной инвариантности* электродинамики.

В нерелятивистском пределе нулевая компонента Э. т. ($\mu = 0$) превращается в плотность заряда $\rho(r, t)$, а три пространств. компоненты — в плотность электрич. тока $j(r, t)$. *А. В. Ефремов.*

ЭЛЕКТРО́Н (e^-) — первая из открытых *элементарных частиц*, носитель отрицат. элементарного заряда $e = 1{,}6 \cdot 10^{-19}$ К ($4{,}8 \cdot 10^{-10}$ единиц СГСЭ). Э. — самая лёгкая из всех заряж. элементарных частиц. Его масса $m_e \approx 9{,}1 \cdot 10^{-28}$ г в 1836 раз меньше массы протона. *Спин* Э. равен 1/2 (в единицах $\hbar$), и, следовательно, Э. подчиняются *Ферми — Дирака статистике*. *Магнитный момент* Э. $\mu_e \approx e\hbar/(2m_ec) = \mu_Б$ ($\mu_Б$ — *магнетон* Бора). В пределах точности эксперимента Э. — стабильная частица. Его время жизни $\tau > 2 \cdot 10^{22}$ лет.

Э. были открыты в 1897 Дж. Дж. Томсоном (J. J. Thomson), показавшим, что т. н. катодные лучи, возникающие при электрич. разряде в разреженных газах, представляют собой поток отрицательно заряженных частиц. Опытами по отклонению этих частиц в электрич. и магн. полях было установлено, что уд. заряд e/m для них примерно в 1837 раз больше, чем для ионов водорода. За частицами было закреплено назв. «электроны», предложенное ранее в 1891 Дж. Стони (G. Stoney) для обозначения элементарного заряда одновалентных ионов. Значение заряда Э. (близкое к современному) было получено Р. Милликеном (R. Millikan) в серии опытов 1910—14.

Э. играют важнейшую роль в строении окружающего нас вещества, образуя электронные оболочки атомов всех хим. элементов. Типичные размеры электронных оболочек атомов, определяемые квантовой спецификой поведения электронов в поле ядра, задаются в осн. значениями массы и заряда Э. и по порядку величины близки к т. н. боровскому радиусу $\hbar^2/m_ee^2 = 5 \cdot 10^{-9}$ см.

Характер размещения Э. в атомных оболочках и заполнения ими энергетич. уровней в существ. мере связан с наличием у них спина 1/2 и, следовательно, с действием *Паули принципа*, запрещающего нахождение двух электронов в одинаковом квантовом состоянии. Это ведёт к периодич. повторению свойств хим. элементов, открытому Д. И. Менделеевым (см. *Периодическая система элементов*). С наличием спина у Э. связаны, в частности, такие нетривиальные свойства ряда твёрдых тел, как *ферромагнетизм*, обусловливаемый выстраиванием спинов и связанных с ними магн. моментов у электронов соседних атомов, и *сверхпроводимость*, в основе к-рой лежит возможность образования в металлах при низких темп-рах слабо связанных пар Э. с противоположно ориентированными спинами (куперовские пары, см. *Купера эффект*).

Как элементарная частица Э. принадлежит к классу *лептонов*, т. е. обладает только эл.-магн. и слабым взаимодействием (и, естественно, гравитационным). Описание *электромагнитного взаимодействия* Э. даётся *квантовой электродинамикой* (КЭД). В 1929 в рамках КЭД был произведён первый расчёт сечения электродинамич. процесса комптоновского рассеяния γ-квантов на Э. (см. *Клейна — Нишины формула*): $\gamma + e^- \to \gamma' + e^-$, к-рый дал прекрасное согласие с экспериментом. Важным элементом формализма КЭД явилось вторично-квантованное *Дирака уравнение* для Э. со спином 1/2. Из него следовало существование частицы с массой, равной массе Э., но с противоположным знаком заряда (античастицы Э.). Такая частица e^+, назван-

ная *позитроном*, была обнаружена в 1932 в составе космич. лучей, что явилось блестящим подтверждением всей схемы КЭД.

За годы, прошедшие после открытия позитрона, аппарат КЭД был усовершенствован введением техники *перенормировки*, позволившей учитывать в теории более высокие порядки, и предсказания КЭД подверглись сравнению с экспериментом со всё возрастающей точностью. Во всех случаях расхождений обнаружено не было. В частности, с рекордной точностью были рассчитаны и измерены т. н. *лэмбовский сдвиг* уровней в атоме водорода и магн. момент Э. С учётом высших поправок теории магн. момент Э. $\mu_e = 1{,}00116\ \mu_B$.

Один из важных выводов, вытекающий из проверок КЭД, связан с размерами Э. КЭД предполагает Э. точечным. Ни в одном эффекте расхождения с этим допущением обнаружено не было. Физически это означает, что размеры Э. меньше 10^{-16} см. Наилучшая точность проверки была достигнута в чисто электродинамич. процессе $e^+ + e^- \to 2\gamma$.

Слабое взаимодействие Э. при энергиях, меньших 100 ГэВ в системе центра масс, описывается феноменологич. четырёхфермионной теорией; при энергиях, бо́льших 100 ГэВ в системе центра масс,— теорией *электрослабого взаимодействия*. Характерные примеры слабого взаимодействия с участием Э.:

$$\mu^- \to e^- + \tilde{\nu}_e + \nu_\mu,$$

$$n \to p + e^- + \tilde{\nu}_e,$$

$$K^- \to \pi^0 + e^- + \tilde{\nu}_e.$$

При рассмотрении слабого взаимодействия Э. следует приписать дополнительную сохраняющуюся величину — электронное *лептонное число*. Такое же лептонное число имеет электронное нейтрино ν_e. В рамках точности совр. эксперимента электронное лептонное число сохраняется. Это означает, что допусти́м, напр., процесс $e^- + p \to n + \nu_e$, но невозможен процесс $e^- + p \to \mu^- + p$ или процесс $\mu^- \to e^- + \gamma$. Природа сохранения электронного лептонного числа пока не понята и явится предметом дальнейших исследований. Наиб. вероятно, что указанный закон сохранения не является строгим, но характер и степень его нарушения предстоит ещё выяснить. Возможно, это прольёт новый свет на свойства Э. *А. А. Комар.*

ЭЛЕКТРО́НВО́ЛЬТ (эВ, eV) — внесистемная единица энергии. Применяется чаще всего для измерения энергии в физике микромира. 1 эВ — энергия, к-рую приобретает электрон при прохождении разности потенциала в 1 В. $1\ эВ = 1{,}60219 \cdot 10^{-19}$ Дж $= 1{,}60219 \cdot 10^{-12}$ эрг. 1 эВ на одну частицу соответствует 23,0 ккал/моль. Значению $kT = 1$ эВ соответствует $T = 11600$ К. Часто в эВ выражают массу микрочастиц на основе установленного А. Эйнштейном (A. Einstein) соотношения $\mathscr{E} = mc^2$ между массой m и энергией $\mathscr{E}$. 1 *атомная единица массы* = 931,49432(28) МэВ.

ЭЛЕКТРО́Н-ИО́ННОЕ ВЗАИМОДЕ́ЙСТВИЕ — в твёрдых телах (металлах и полупроводниках) взаимодействие между подвижными внешними (валентными) электронами и ионами (ионными остовами), расположенными в узлах кристаллической решётки. Осн. вклад в Э.-и. в. даёт притягивающий потенциал кулоновского типа, к-рый в значит. мере компенсируется за счёт отталкивающего потенциала электронов внутр. оболочек (остовных электронов). Поэтому Э.-и. в. принято описывать с помощью т. н. псевдопотенциалов разл. вида, существенно более сглаженных и слабых по сравнению с исходным потенциалом Э.-и. в. Параметры псевдопотенциала обычно выбираются с помощью подгоночной процедуры, опирающейся на эксперим. данные и учитывающей конкретную структуру твёрдого тела, в т. ч. положение и тип атома в элементарной ячейке. Построение псевдопотенциала неоднозначно, т. к. оно обусловлено лишь дополнительным «кинематическим» требованием ортогонализации волновых ф-ций внеш. и внутр. электронов; это условие фактически приводит к нек-рому эфф. «динамическому» вкладу в исходный потенциал, существенно ослабляющему последний.

При решении ур-ния Шрёдингера с использованием псевдопотенциала для расчёта энергий и волновых ф-ций внеш. электронов в одноэлектронном приближении (в рамках приближений слабой или сильной связи, см. *Зонная теория*) применима *возмущений теория*; при этом кристаллич. решётка считается неподвижной (т. н. приближение статической решётки). Учёт тепловых колебаний ионов вблизи положений равновесия в узлах кристаллич. решётки благодаря Э.-и. в. приводит к *электрон-фононному взаимодействию* (об Э.-и. в. в атомах, молекулах и плазме см. в ст. *Атом, Молекула, Плазма*, а также *Рекомбинация* ионов и электронов в плазме и *Ридберговские состояния*).

Лит.: Займан Дж., Принципы теории твердого тела, пер. с англ., 2 изд., М., 1974; Хейне В., Коэн М., Уэйр Д., Теория псевдопотенциала, пер. с англ., М., 1973; Ашкрофт Н., Мермин Н., Физика твердого тела, пер. с англ., т. 1, М., 1979; Брандт Н. Б., Чудинов С. М., Электроны и фононы в металлах, 2 изд., М., 1990; Анималу А., Квантовая теория кристаллических твердых тел, пер. с англ., М., 1981; Кацнельсон А. А., Введение в физику твердого тела, М., 1984. *Ю. Г. Рудой.*

ЭЛЕКТРО́ННАЯ ВЫЧИСЛИ́ТЕЛЬНАЯ МАШИ́НА, см. в ст. *ЭВМ*.

ЭЛЕКТРО́ННАЯ И ИО́ННАЯ О́ПТИКА — раздел физики, в к-ром изучают законы распространения пучков заряж. частиц — электронов и ионов — в макроскопич. магн. и электрич. полях и вопросы их фокусировки, отклонения и формирования изображений. Развитие электронной оптики (ЭО) началось с изучения катодных лучей, при помощи к-рых было получено теневое изображение объекта, свидетельствовавшее, что характер их распространения подобен распространению световых лучей в *геометрической оптике*. Смещение изображения под действием магн. поля показало, что катодные лучи представляют собой поток заряж. частиц [У. Крукс (W. Crookes), 1879]. Опыты по отклонению заряж. частиц совмещёнными электрич. и магн. полями привели к открытию электрона [Дж. Дж. Томсон (J. J. Thomson), 1897]. Одним из первых электронно-лучевых приборов стала осциллографич. электронно-лучевая трубка (ЭЛТ) [К. Ф. Браун (K. F. Braun), 1897]. В ходе совершенствования ЭЛТ была осуществлена фокусировка электронного пучка магн. полем катушки с током [И. Е. Вихерт (I. E. Vichert), 1899]. Теоретич. и эксперим. исследования движения электронов в осесимметричном магн. поле катушки с током показали, что она пригодна для формирования электронно-оптич. изображений и, следовательно, является *электронной линзой* [Х. Буш (H. Busch), 1926]. Создание панцирных линз, магнитопроводы к-рых концентрируют поле катушки, а также электростатич. линз и др. устройств открыло путь к созданию *электронных микроскопов, электронно-оптических преобразователей*, технологич. электронно-лучевых установок и др. Конструирование спец. ЭЛТ для телевизионной и радиолокац. аппаратуры, для записи, хранения и воспроизведения информации и т. п. привело к дальнейшему развитию разделов ЭО, связанных с управлением пучками заряж. частиц. Ионная оптика (ИО) стала развиваться в связи с разработкой *масс-спектрометров*, фокусирующих систем для *ускорителей заряженных частиц*, технологич. установок *ионного травления* и *эпитаксии, ионных микроскопов* и др. устройств.

По аналогии со световой оптикой Э. и и. о. делится на геометрическую и волновую. В геометрической Э. и и. о. предполагают, что длина волны электронов и ионов мала и не влияет на их траектории. В волновой оптике изучают вопросы, учитывающие дифракцию электронов и ионов, такие как разрешающая способность электронных микроскопов, формирование электронных и ионных зондов предельно малых размеров и т. п. В рамках геом. Э. и и. о. пучок состоит из семейства траекторий заряж. частиц, в световой геом. оптике рассматривают пучок световых лучей. Однако между световой оптикой и Э. и и. о. существует более глубокая аналогия, на к-рую впервые указал У. Гамильтон (W. R. Hamilton, 1827).

Законы геом. световой оптики являются следствием фундаментального *Ферма принципа* (P. Fermat, 1660), согласно

к-рому световые лучи распространяются между двумя точками a_1 и a_2 по такому пути s, на прохождение к-рого затрачивается наименьшее время t. Более строго принцип Ферма формулируется как вариационная проблема

$$\delta\int_{a_1}^{a_2} n\,ds=0,$$

означающая, что длина оптич. пути, по к-рому распространяется свет, экстремальна.

Наименьшего действия принцип Мопертюи (Maupertuis, 1740) в механике, описывающий движение материальных тел в силовых полях, столь же универсален в ЭО и ИО, как принцип Ферма в световой. Он формулируется следующим образом:

$$\delta\int_{a_1}^{a_2} p\,ds=0, \qquad (1)$$

где a_1 и a_2 — начальная и конечная точки искомой траектории заряж. частицы, а p — обобщённый импульс, приобретённый ею в электрич. и магн. полях. Для определённости речь далее пойдет об электронах, хотя все приведённые ниже соотношения справедливы и для ионных пучков при замене заряда и массы электрона на соответствующие параметры ионов. Обобщённый импульс электронов

$$\boldsymbol{p}=m_e\boldsymbol{v}-e\boldsymbol{A}\boldsymbol{s}_0,$$

где v, e и m_e — скорость, заряд и масса движущихся электронов соответственно, A — векторный потенциал магн. поля, s_0 — единичный вектор, касательный к траектории. В выражении (1) p имеет смысл показателя преломления среды. Чтобы сделать его безразмерным, как n в оптике, обобщенный импульс относят к начальному импульсу p_0, приобретенному электронами после предварит. ускорения. Из (1) получаем выражение, аналогичное принципу Ферма:

$$\delta\int_{a_1}^{a_2}(p/p_0)\,ds=\delta\int_{a_1}^{a_2} n\,ds=0. \qquad (2)$$

Электронно-оптич. показатель преломления $n\equiv p/p_0$ в электрич. поле зависит только от координат, и такая среда для распространения электронных пучков изотропна. При наличии магн. поля (совместно с электрическим или без него) среда анизотропна, т. к. в этом случае n зависит ещё и от направления движения электронов, тогда

$$n=\frac{1}{p_0}\left(\frac{m_0 v}{\sqrt{1-v^2/c^2}}-e\boldsymbol{A}\boldsymbol{s}_0\right), \qquad (3)$$

где m_0 — масса покоя электрона. Абсолютная величина скорости электрона зависит от потенциала поля φ и её находят с помощью соотношения

$$m_0c^2(1-v^2/c^2)^{-1/2}=e\varphi+m_0c^2. \qquad (4)$$

Из (3) и (4) следует:

$$n=\frac{\sqrt{2em_0}}{p_0}\left(\sqrt{\varphi(1+\varepsilon\varphi)}-\gamma\boldsymbol{A}\boldsymbol{s}_0\right), \qquad (5)$$

где $\gamma=\sqrt{e/2m_0}$, $\varepsilon=e/2m_0c^2$ — релятивистская поправка.

На принципе наименьшего действия (2) построены все осн. соотношения ЭО и ИО, включая и расчёт аберраций методом *эйконала*. Таким же фундаментальным соотношением для ЭО и ИО следует считать и ур-ние Лоренца, с помощью к-рого, рассматривая траектории заряж. частиц (в данном случае электронов), можно вывести те же соотношения, включая и расчёт аберраций:

$$\frac{d}{dt}(m\boldsymbol{v})=-e(\boldsymbol{E}+[\boldsymbol{v}\boldsymbol{B}]); \qquad (6)$$

здесь $\boldsymbol{E}=-\operatorname{grad}\varphi$ — вектор напряжённости электрич. поля, а $\boldsymbol{B}=\operatorname{rot}\boldsymbol{A}$ — вектор индукции магн. поля. Базовые соотношения (2) и (6) следуют одно из другого. Так, для вывода (6) из (2) нужно выражение (3) преобразовать так, чтобы неявно входящее в него время t стало независимой переменной; используем для этого соотношения

$$v^2=\dot{x}^2+\dot{y}^2+\dot{z}^2,\ \boldsymbol{A}\boldsymbol{s}_0\,ds=\boldsymbol{A}\boldsymbol{v}\,dt,\ mv=mv^2\frac{dt}{ds}$$

(точки над x, y, z означают производные по t). Подставляя преобразованный показатель преломления (3) в (2), получаем:

$$\delta\int_{a_1}^{a_2}\frac{1}{p_0}\left[\frac{m}{2}(\dot{x}^2+\dot{y}^2+\dot{z}^2)+e\varphi-\right.$$
$$\left.-e(\dot{x}A_x+\dot{y}A_y+\dot{z}A_z)\right]dt=\delta\int L\,dt=0, \qquad (7)$$

где A_x, A_y, A_z — проекции векторного потенциала $\boldsymbol{A}$ на координатные оси. Подынтегральное выражение в (7), обозначенное символом L, есть ф-ция Лагранжа, удовлетворяющая ур-ниям Эйлера:

$$\frac{\partial L}{\partial x}-\frac{d}{dt}\frac{\partial L}{\partial\dot{x}}=0,\ \frac{\partial L}{\partial y}-\frac{d}{dt}\frac{\partial L}{\partial\dot{y}}=0,\ \frac{\partial L}{\partial z}-\frac{d}{dt}\frac{\partial L}{\partial\dot{z}}=0. \qquad (8)$$

Подставляя её в (8) и объединяя три ур-ния в одно векторное, получим ур-ние Лоренца (6). Расчет траекторий с его помощью можно рассматривать как решение чисто механич. задачи движения массы под действием приложенных к ней сил. Решение той же задачи вариационным методом предпочтительнее, если упрощаются расчёты. Так, напр., для вычисления луча (траектории) в электрич. и магн. полях достаточно использовать (5) и, полагая $ds=dz\sqrt{1+(x')^2+(y')^2}$, сформулировать вариационную задачу:

$$\delta\int_{z_1}^{z_2}\left[\sqrt{\varphi(1+\varepsilon\varphi)(1+(x')^2+(y')^2)}-\right.$$
$$\left.-\gamma(x'A_x+y'A_y+A_z)\right]dz=\delta\int_{a_1}^{a_2}L\,dz=0;$$

здесь штрихи означают производные по z. Затем с помощью ур-ний Эйлера (8), в к-рых t заменяется на z, можно получить искомые ур-ния луча:

$$\frac{d}{dz}\left(\frac{\sqrt{\varphi(1+\varepsilon\varphi)}}{\sqrt{1+(x')^2+(y')^2}}x'-\gamma A_x\right)=\frac{\partial\varphi}{\partial x}\frac{\sqrt{1+(x')^2+(y')^2}}{2\sqrt{\varphi(1+\varepsilon\varphi)}}(1+2\varepsilon\varphi)-$$
$$-\gamma\left(x'\frac{\partial A_x}{\partial x}+y'\frac{\partial A_y}{\partial x}+\frac{\partial A_z}{\partial x}\right),$$
$$\frac{d}{dz}\left(\frac{\sqrt{\varphi(1+\varepsilon\varphi)}}{\sqrt{1+(x')^2+(y')^2}}y'-\gamma A_y\right)=\frac{\partial\varphi}{\partial y}\frac{\sqrt{1+(x')^2+(y')^2}}{2\sqrt{\varphi(1+\varepsilon\varphi)}}(1+2\varepsilon\varphi)- \qquad (9)$$
$$-\gamma\left(x'\frac{\partial A_x}{\partial y}+y'\frac{\partial A_y}{\partial y}+\frac{\partial A_z}{\partial y}\right).$$

Дальнейший расчёт возможен, если известно распределение электрич. и магн. полей. При заданных краевых условиях поля вычисляются с помощью ур-ния Лапласа или с помощью ур-ния Пуассона при учёте влияния пространственного заряда. Аналитич. решение найдено лишь в нек-рых простейших случаях. Поэтому для аппроксимации экспериментально измеренных полей предложен ряд функций. Однако большинство задач решается численными методами с помощью ЭВМ. Широко используются методы сеток с прямоугольными (метод конечных разностей) и с треугольными (метод конечных элементов) ячейками. В обоих случаях вычисляют потенциалы при помощи сетки, наложенной на рассчитываемую область поля, включая границы, и формул, связывающих потенциал текущей точ-

ки расчёта с потенциалами соседних узлов сетки. Применяют также метод граничных элементов, в к-ром рассчитываются распределения плотности зарядов на электродах системы с заданными потенциалами и с их помощью определяется распределение потенциалов в области прохождения траекторий электронов.

В анализе траекторий труднее всего поддаются расчёту электронно-оптич. свойства трёхмерных полей без к.-л. симметрии. Но в Э. и и. о. используются гл. обр. осесимметричные системы, устройства с плоской симметрией или с неск. плоскостями симметрии, что определилось потребностями приборостроения. Для расчёта траекторий электронов в осесимметричной линзе можно использовать ур-ния луча (9). Они нелинейны, а из этого следует, что конический пучок с конечным углом раскрытия, исходящий из внеосевой точки плоскости предметов, не даст точечного изображения. Близкое к точечному соответствие между плоскостями предметов и изображений может быть достигнуто лишь с помощью параксиальных пучков, имеющих небольшие углы раскрытия и исходящих из малой приосевой области плоскости предметов. Искажения изображения, вызванные конечными величинами углов и расстояний от оси, рассматриваются в теории аберраций.

Ур-ния траекторий (9) в осесимметричном поле упрощаются. В частности, при осевой симметрии существует только азимутальная составляющая векторного потенциала $A_\theta(r, z)$, к-рая, как и потенциал $\varphi(r, z)$, не зависит от азимутального угла θ. Условие параксиальности пучков позволяет сделать дополнит. упрощения, использовав только первые члены разложения φ и A_θ в степенные ряды:

$$\varphi(r, z)=\sum_{\nu=0}^{\infty}\frac{(-1)^\nu}{(\nu!)^2}\Phi^{(2\nu)}(z)\left(\frac{r}{2}\right)^{2\nu};$$

$$A_\theta(r, z)=\sum_{\nu=0}^{\infty}\frac{(-1)^\nu}{\nu!}\frac{B^{(2\nu)}(z)}{(\nu+1)!}\left(\frac{r}{2}\right)^{2\nu+1};$$

здесь $\Phi(z)$ — распределение электрич. потенциалов на оси симметрии z, $B(z)$ — распределение магн. индукции на той же оси. После упрощений ур-ния параксиальных траекторий без релятивистской поправки ($\varepsilon=1$) приобретают следующий вид:

$$\sqrt{\Phi}\frac{d}{dz}(\sqrt{\Phi}x')+\frac{1}{4}(\Phi''+\gamma^2B^2)x=0,$$

$$\sqrt{\Phi}\frac{d}{dz}(\sqrt{\Phi}y')+\frac{1}{4}(\Phi''+\gamma^2B^2)y=0. \qquad (10)$$

Вследствие влияния магн. поля азимутальный угол θ радиальной плоскости, в к-рой перемещается электрон, изменяется, и его траектория закручивается вокруг оси z. Угол поворота плоскости

$$\theta(z)=\frac{\gamma}{2}\int_{z_0}^{z}\frac{B(z)}{\sqrt{\Phi}}dz.$$

Ур-ния (10) получены в системе координат, вращающейся вместе с радиальной плоскостью. Совместив одну из координатных осей с начальным положением вращающейся плоскости и обозначив расстояние от точек траектории до оси z через $\sigma(z)$, получим ур-ние траектории в этой плоскости:

$$\sqrt{\Phi}\frac{d}{dz}(\sqrt{\Phi}\sigma')+\frac{1}{4}(\Phi''+\gamma^2B^2)\sigma=0.$$

С помощью двух его частных решений, одно из к-рых $w(z)$ не обращается в нуль ни в плоскости предмета ($z=z_0$), ни в плоскости изображения ($z=z_1$), а другое, $u(z)$, в обоих случаях равно нулю, можно вычислить линейное M и угловое α увеличения:

$$M=\frac{w(z_1)}{w(z_0)},\quad \alpha=\frac{u'(z_1)}{u'(z_0)},$$

а также найти соотношение, существующее между ними:

$$\alpha M=\sqrt{\Phi_0/\Phi_1}, \qquad (11)$$

в к-ром Φ_0 и Φ_1 — потенциалы в пространстве предметов и в пространстве изображений соответственно.

Соотношение (11) аналогично соотношению между линейным и угловым увеличениями линзы в световой оптике (теорема Гельмгольца), однако оно имеет более общий характер, т. к. электронно-оптич. среда неоднородна и анизотропна.

Применение параксиальных пучков в линзах снижает точечное несоответствие между плоскостями предмета и изображения, но не устраняет его. Пучок, исходящий из точки предмета, пройдя электронную линзу, образует не сопряжённую точку изображения, а нек-рую фигуру рассеяния вокруг нее вследствие аберраций. В электростатич. линзах их пять: сферическая, кома, астигматизм, кривизна поля изображения и дисторсия. В магн. линзах к ним добавляются анизотропные кома, астигматизм и дисторсия. Структура пучков и аберрационных фигур аналогична световым. Фигуру рассеяния образуют все аберрации, кроме дисторсии, к-рая искажает масштаб изображения. Все аберрации, кроме сферической, при неограниченном уменьшении отображаемого приосевого участка уменьшаются до нуля. Поэтому в электронных микроскопах, в к-рых отображаемый приосевой участок достаточно мал, на разрешающую способность влияет только сферическая аберрация объективной линзы. Структура пучка и образование кружка сферической аберрации показаны на рис. 1. Изображённый ход лучей (траекторий) иллюстрирует значит. возрастание преломляющей силы магн. поля $B(z)$ линзы от ее центра к периферии, вследствие чего периферийные лучи, формирующие изображение, пересекают оптич. ось ближе к линзе, чем приосевые. В гауссовой плоскости образуется не точка, а кружок рассеяния, радиус к-рого

$$\delta=MC_s\alpha_0^3,$$

где α_0 — апертурный угол объектива, C_s — коэф. сферич. аберрации, M — увеличение. При снижении α_0 радиус кружка δ быстро уменьшается, однако таким способом достигнуть сколь угодно малого кружка рассеяния не позволяют дифракц. явления.

Размер кружка рассеяния увеличивает также хроматическая аберрация, возникающая вследствие разброса электронов по энергиям. Он неизбежен, т. к. все электронные и ионные источники эмитируют электроны и ионы с разной начальной кинетич. энергией. Источники питания ускорит. систем увеличивают этот разброс. В результате часть электронов, обладающая меньшей энергией, фокусируется перед плоскостью изображения, а др. часть, с большей энергией,— за ней. В плоскости изображения образуется кружок рассеяния — отверстная хроматическая аберрация. Кроме неё существуют ещё две хроматические аберрации — увеличения и поворота (последняя — только в магн. линзах). Первая вызвана различием увеличений изображения, а вторая — различием углов поворота изображения, формируемого электронами разных энергий. Обе аберрации малы в приосевой области и исчезают на оси, поэтому на разрешающую способность влияет только отверстная хроматическая аберрация.

Поскольку разрешающая способность электронного микроскопа зависит не только от аберраций объективной линзы, но и от длины волны электронов λ, корректное определение этого параметра возможно только на основе законов волновой оптики. Методом фурье-преобразований наблюдаемый в микроскопе объект представляют набором структурных составляющих с разл. *пространственными частотами* R, воздействующими на амплитуду и фазу проходящих сквозь него волн. Обычно амплитудная компонента реальных объектов мала. Поэтому ниже рассмотрим только фазовые объекты. Волны, дифрагирующие на структурных фурье-компонентах, отклоняются на разл. углы и поэтому проходят через разл. зоны объектива, в к-рых происходит сдвиг фаз, зависящий от радиуса зоны. Изображённые на рис. 1 лучи совпадают с направлением волновых векторов дифрагированных волн (сами волны — не показаны), причём $\theta=R\lambda$ — углы дифракции этих волн. В отсутствие аберраций линза преобразует

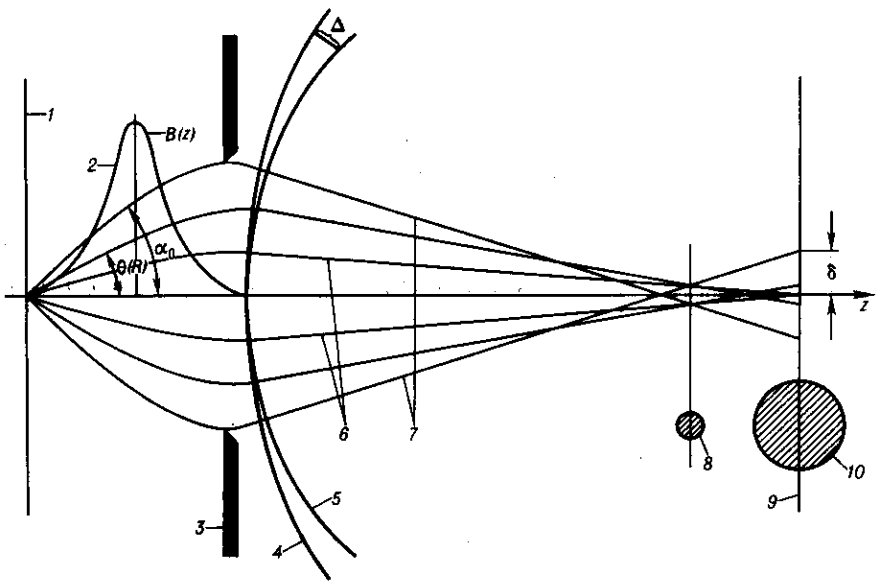


Рис. 1. Формирование структуры электронного пучка, фигур рассеяния и волнового фронта в магнитной линзе со сферической аберрацией: *1* — плоскость предмета; *2* — распределение индукции $B(z)$ магнитного поля линзы вдоль оси z; *3* — апертурная диафрагма; *4* — волновой фронт при отсутствии сферической аберрации (сферическая поверхность); *5* — реальный волновой фронт (искажён сферической аберрацией); *6* — приосевые лучи; *7* — периферийные лучи; *8* — наименьший кружок рассеяния, радиус которого равен $\delta/4$; *9* — гауссова плоскость изображения; *10* — кружок рассеяния в гауссовой плоскости изображения, радиус которого равен $\delta = MC_s\alpha_0^3$.

фронт падающей волны в сферич. поверхность *4*. Сферич. аберрация и дефокусировка объектива Δf вызывают дополнит. сдвиги фаз, искажающие волновой фронт. Таким образом, реальный волновой фронт *5* не совпадает со сферич. поверхностью *4* и между ними существует разность хода Δ, возрастающая с увеличением радиуса зоны. В результате возникают сдвиги фаз между дифрагированными волнами и нулевой волной (не претерпевшей дифракцию):

$$\frac{2\pi}{\lambda}\Delta = \frac{2\pi}{\lambda}\left(\frac{C_s\theta^4}{4} - \frac{\Delta f\theta^2}{2}\right);\ \theta = R\lambda.$$

В плоскости изображения дифрагированные волны интерферируют с нулевой волной. Контраст отображённых фурье-компонент зависит от фаз дифрагированных волн, а *частотно-контрастная характеристика* фазового объекта $W(R)$, выражающая зависимость контраста структурной составляющей от пространственной частоты, записывается след. образом:

$$W(R) = -2\sin\frac{2\pi}{\lambda}\left(C_s\frac{R^4\lambda^4}{4} - \Delta f\frac{R^2\lambda^2}{2}\right). \qquad (12)$$

Её график представлен на рис. 2 (штриховая кривая). Ф-ция (12) выведена без учёта хроматической аберрации, в предположении освещения объекта когерентным пучком. Реальная частотно-контрастная характеристика, полученная с учётом хроматической аберрации и некогерентности освещающего объект пучка, представлена на рис. 2 сплошной линией. Это — затухающая при высоких пространственных частотах кривая, огибающие к-рой, изображенные штрих-пунктирной линией, с ростом R приближаются к оси абсцисс. Она получена для оптимальной дефокусировки Δf, при к-рой предельная частота R_0 максимально сдвинута в сторону высоких частот при отсутствии глубоких провалов на промежуточных частотах. На рис. 2 видно, что структурные фурье-компоненты с пространств. частотами $< R_0$ передаются на изображении с контрастом одного знака. Знак контраста фурье-компоненты с частотами $> R_0$ начинает быстро меняться, и соответствующие этим частотам структуры передаются в искажённом виде. Предельная разрешающая способность равна наименьшему периоду d структурных фурье-компонент, передаваемых без искажений: $d = 1/R_0$. Апертурная диафрагма *3* (рис. 1), установленная в объективе, отсекает волны, несущие искажённую информацию об объекте.

Аберрации магн. линз меньше, чем электростатических, поэтому, напр., в электронных микроскопах используются магн. линзы. Однако в ИО электростатич. линзы незаменимы, т. к. их *оптическая сила* по отношению к ионам такая же, как и к электронам, и существенно превосходит оптич. силу магн. линз. Это связано с массой ионов, превосходящей массу электронов на

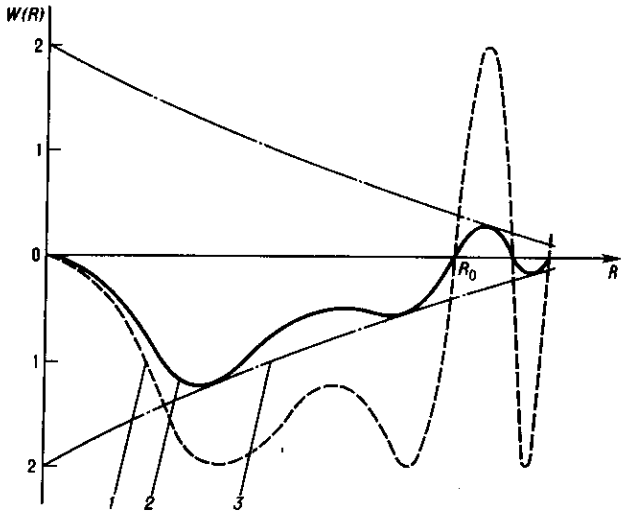


Рис. 2. Частотно-контрастная характеристика магнитной линзы: *1* — при когерентном освещающем объект пучке и отсутствии хроматической аберрации; *2* — при некогерентном освещающем объект пучке и влиянии хроматической аберрации; *3* — огибающие частотно-контрастной характеристики.

три и более порядков величины. Отсутствие влияния массы частиц на их траектории в электростатич. оптике следует из ур-ний (10), в к-рых при $B = 0$ масса в качестве параметра отсутствует. В магн. оптике $B \neq 0$ и коэф. γ, в к-рый входит масса частиц, сохраняется. Траектория частиц в этом случае зависит от их массы, что и приводит к резкому ослаблению влияния магн. поля на ионные пучки.

В ЭО и ИО кроме осесимметричных используются линзы с др. видами симметрии. Цилиндрич. линзы и *электронные зеркала* формируют линейные изображения точечных предметов, т. к. в ряде аналитич. приборов фокусировка нужна только в одной плоскости. В этих случаях применяют также трансаксиальные фокусирующие системы. Линзы с неск. плоскостями симметрии — квадрупольн. и октупольные — применяются в ускорителях для фокусировки частиц больших энергий. Они же используются для коррекции приосевого астигматизма осесимметричных линз, в к-рых в недостаточной степени выдержана осевая симметрия. Секступольные линзы в сочетании с квадрупольн-

ными пытаются применять для коррекции сферич. и хроматич. аберраций осесимметричных линз.

Для отклонения пучков заряж. частиц применяют системы с одной плоскостью симметрии. Они используются в ЭЛТ, в дисперсионных элементах масс-спектрометров ионов и в спектрометрах энергетич. потерь и фильтрах электронов, а также для управления электронным или ионным пучком в приборах и технол. установках. Электрич. поля в этих устройствах обычно формируются конденсаторами разл. форм, в т. ч. плоскими, цилиндрическими, тороидальными, сферическими и др. (рис. 3). Из

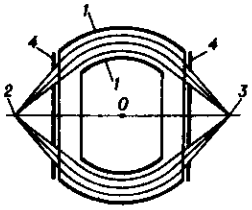


Рис. 3. Отклонение и фокусировка пучка заряженных частиц полем сферического конденсатора: *1* — электроды; *2* — точечный предмет; *3* — изображение предмета; *4* — кольцевые диафрагмы. Изображение лежит на прямой, проходящей через источник и центр сферических электродов *O*.

разл. типов магн. полей часто применяется однородное поле, в к-ром заряж. частицы, испущенные источником (предметом) с щелевой диафрагмой в пределах небольшого угла 2α, сначала расходятся, а затем, описав траектории-полуокружности, фокусируются и формируют линейное изображение источника (рис. 4). Для улучшения фокусировки используют краевые поля, при этом краям полюсов придаётся соответствующая форма.

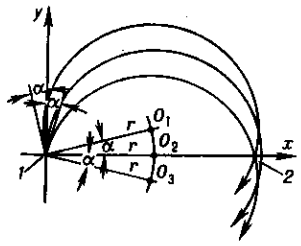


Рис. 4. Отклонение и фокусировка пучка заряженных частиц однородным магнитным полем: *1* — предмет; *2* — изображение; O_1, O_2 и O_3 — центры круговых траекторий частиц.

Методы расчёта электронно- и ионно-оптических систем, позволяющие проводить всесторонний анализ параметров спроектированных приборов и установок, достигли такого уровня, что с их помощью, с привлечением вычислит. средств и программного обеспечения, становится возможным решение проблемы синтеза создаваемых устройств — т. е. нахождения их конфигурации, др. данных, обеспечивающих реализацию заданных параметров при выполнении всех ограничит. условий (предельных габаритов, максимально допустимых напряжений, токов и т. п.). Переход от развития методов анализа электронно- и ионно-оптических систем к их синтезу станет одним из перспективных направлений развития ЭО и ИО в обозримом будущем.

Лит.: Брюхе Е., Шерцер О., Геометрическая электронная оптика, пер. с нем., Л., 1943; Рустерхольц А., Электронная оптика, пер. с нем., М., 1952; Глазер В., Основы электронной оптики, пер. с нем., М., 1957; Зинченко Н. С., Курс лекций по электронной оптике, 2 изд., Хар., 1961; Hanszen K.-J., Morgenstern B., Die Phasenkontrast- und Amplitudenkontrast-Übertragung des elektronenmikroskopischen Objektivs, «Z. Angew. Phys.», 1965, Bd 19, № 3, S. 215; Кельман В. М., Явор С. Я., Электронная оптика, 3 изд., Л., 1968; Бонштедт Б. Э., Маркович М. Г., Фокусировка и отклонение пучков в электронно-лучевых приборах, М., 1967; Hanßen K.-J., Trepte L., Der Einfluß von Strom- und Spannungsschwankungen, sowie der Energiebreite der Strahlelektronen auf Kontrastübertragung und Auflösung des Elektronenmikroskops, «Optik», 1971, Bd 32, № 6, S. 519; Magnetic Electron Lenses, «Topics in Current Physics», 1982, v. 18; Хокс П., Каспер Э., Основы электронной оптики, пер. с англ., т. 1—2, М., 1993.

П. А. Стоянов.

ЭЛЕКТРО́ННАЯ МИКРОСКОПИ́Я — совокупность методов исследования с помощью *электронных микроскопов* микроструктур тел (вплоть до атомно-молекулярного уровня), их локального состава и локализованных на поверхностях или в микрообъёмах тел электрич. и магн. полей («микрополей»). Как самостоятельное научное направление Э. м. включает: усовершенствование и разработку новых электронных и др. корпускулярных микроскопов (напр., протонного микроскопа) и приставок к ним; разработку методик препарирования образцов, исследуемых в электронных микроскопах; изучение механизмов формирования электронно-оптич. изображений; разработку способов анализа разнообразной информации, получаемой с помощью электронных микроскопов.

Объекты исследования в Э. м. — обычно твёрдые тела. В просвечивающих электронных микроскопах (ПЭМ), в к-рых электроны с энергиями от 1 кэВ до 5 МэВ проходят сквозь объект, изучаются образцы в виде тонких плёнок, фольги (рис. 1), срезов и т. п. толщиной от 1 нм до 10 мкм

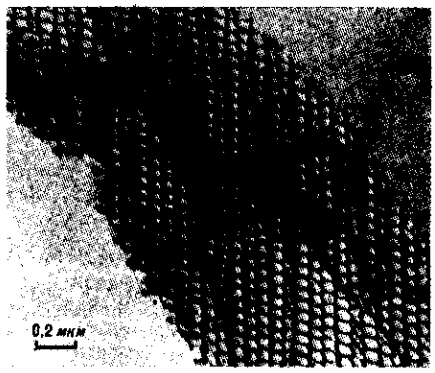


Рис. 1. Полученное в просвечивающем электронном микроскопе изображение сетки дислокаций на границах зёрен в тонкой молибденовой фольге, деформированной при высокотемпературном нагреве.

(от 10 Å до 10^5 Å). Порошки, микрокристаллы, аэрозоли и т. п. можно изучать, нанеся их предварительно на подложку — тонкую плёнку для исследования в ПЭМ или массивную подложку для исследования в растровых электронных микроскопах (РЭМ). Поверхностную и приповерхностную структуру массивных тел толщиной существенно больше 1 мкм исследуют с помощью РЭМ (рис. 2),



Рис. 2. Изображение предварительно отполированной, а затем подвергнутой ионной бомбардировке поверхности монокристалла меди. Снято в растровом электронном микроскопе: увеличение 3000.

отражательных и зеркальных, а также *ионных проекторов* и *электронных проекторов*. Поверхностная геом. структура массивных тел изучается также и методом *реплик*: с поверхности такого тела снимается реплика-отпечаток в виде тонкой плёнки углерода, коллодия, формвара и т. п., повторяющая рельеф поверхности, и рассматривается в ПЭМ. Обычно предварительно на реплику в вакууме напыляется под скользящим углом слой сильно рассеивающего электроны тяжёлого металла (напр., Pt), оттеняющего выступы и впадины геом. рельефа. Метод т. н. декорирования позволяет исследовать не только геом. структуру поверхностей, но и электрическую, т. е. микрополя, обусловленные наличием дислокаций (рис. 3), скоп-

лений точечных дефектов (см. *Дефекты*), ступенями роста кристаллич. граней, доменной структурой (см. *Домены*) и т. д. При таком методе исследования на поверхность образца вначале напыляется очень тонкий слой декорирующих частиц (атомы тяжёлого металла с большим коэф. *поверхностной диффузии*, молекулы полупроводников или диэлектриков), осаждающихся преим. на участках сосредоточения микрополей, а затем снимается реплика с включениями декорирующих микрополя частиц.

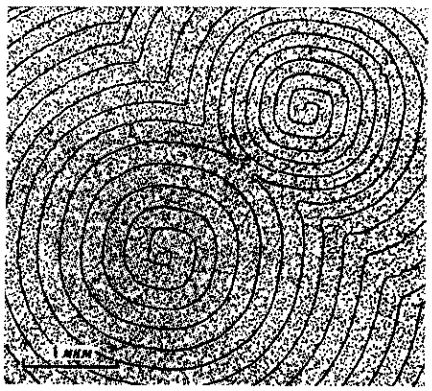


Рис. 3. Винтовые дислокации на поверхности кристалла NaCl, подвергнутого термическому травлению при температуре 773 К. Изображение получено методом декорирования.

С помощью газовых микрокамер — приставок к ПЭМ или РЭМ — можно изучать жидкие и газообразные объекты, неустойчивые к воздействию высокого вакуума, в т. ч. влажные биол. препараты. Радиац. воздействие облучающего электронного пучка довольно велико, поэтому при исследовании биол., полупроводниковых, полимерных и т. п. объектов необходимо тщательно выбирать режим работы электронного микроскопа, обеспечивающий мин. дозу облучения.

Наряду с исследованиями статических, не меняющихся во времени объектов, Э. м. даёт возможность изучать разл. процессы в динамике их развития: рост плёнок, деформацию кристаллов под действием переменной нагрузки, изменение структуры под влиянием электронного или ионного облучения и т. д. Благодаря малой инерционности электронов можно исследовать периодические во времени процессы, напр. перемагничивание тонких *магнитных плёнок*, изменение поляризации сегнетоэлектриков, распространение УЗ-волн и т. д. Эти исследования проводят методами стробоскопической Э. м. (рис. 4): образец «освещается» электронным пучком не непрерывно, а импульсами, синхронными с подачей импульсного напряжения на образец, что обеспечивает фиксацию на экране прибора определ. фазы процесса точно так же, как это происходит в светооптич. *стробоскопических приборах*. Предельное временное разрешение при этом может, в принципе, составлять ок. 10^{-15} с для ПЭМ (реализовано разрешение лучшее 10^{-12} с для ПЭМ и РЭМ).

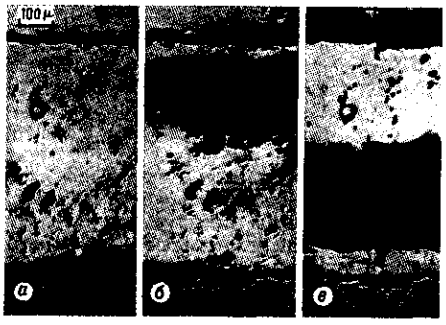


Рис. 4. Изображения поверхности кремниевого полупроводникового диода, полученные в стробоскопическом эмиссионном электронном микроскопе: *а* — напряжение на диоде отсутствует; *б* — на диод подано запирающее напряжение 40 В, тёмная область — падение напряжения на *p*—*n*-переходе; *в* — кратковременное (менее 40 нс) прямое падение напряжения (широкая тёмная область) на базе диода при переключении его в состояние, при котором он «отперт».

Аморфные и квазиаморфные тела, размеры частиц к-рых меньше разрешаемого в электронном микроскопе расстояния, рассеивают электроны диффузно. Для их исследования используются простейшие методы амплитудной Э. м. Напр., в ПЭМ контраст изображения, т. е. перепад яркостей изображения соседних участков объекта, в первом приближении пропорционален перепаду толщин этих участков. Для расчёта контраста изображений кристаллич. тел и решения обратной задачи — расчёта структуры объекта по наблюдаемому изображению — привлекаются методы фазовой Э. м.: решается задача о *дифракции электронов* на кристаллич. решётке. При этом дополнительно учитываются неупругие взаимодействия электронов с объектом: рассеяние на *плазмонах*, *фононах* и т. п. В ПЭМ и растровых ПЭМ (ПРЭМ) высокого разрешения получают изображения отд. молекул или атомов тяжёлых элементов; пользуясь методами фазовой Э. м., восстанавливают по изображениям трёхмерную структуру кристаллов и биол. макромолекул. Для решения подобных задач применяют, в частности, методы *голографии*, а расчёты производят на ЭВМ.

Разновидность фазовой Э. м. — интерференционная Э. м., аналогичная оптич. интерферометрии: электронный пучок расщепляется с помощью *электронных призм*, в одном из плеч интерферометра устанавливается образец, изменяющий фазу проходящей сквозь него электронной волны. Этим методом можно измерить, напр., внутр. электрич. потенциал образца.

С помощью т. н. лоренцевой Э. м., в к-рой изучают явления, обусловленные *Лоренца силой*, исследуют внутр. магн. и электрич. поля или внеш. поля рассеяния, напр. поля магн. доменов в тонких плёнках (рис. 5), сегнетоэлектрич. доменов, поля головок для магн. записи информации и т. п.

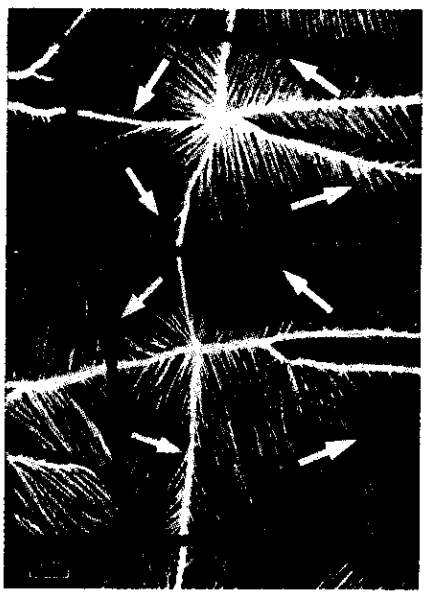


Рис. 5. Изображение доменной структуры тонкой однородной по толщине пермаллоевой плёнки. Снято в просвечивающем электронном микроскопе при дефокусировке изображения (метод лоренцевой электронной микроскопии). Светлые и тёмные узкие полосы — границы доменов. Видна «рябь» намагниченности, возникающая вследствие малых изменений направлений векторов намагниченности (отмечены стрелками) внутри доменов.

Состав объектов исследуется методами микродифракции, т. е. электронографии локальных участков объекта, методами рентг. и катодолюминесцентного локального спектрального микроанализа (см. *Рентгеноспектральный анализ*): регистрируются рентг. излучение на *характеристических частотах* или катодолюминесценция, возникающие при бомбардировке образца сфокусированным пучком электронов (диаметр электронного «зонда» менее 1 мкм). Кроме того, изучаются энергетич. спектры вторичных электронов, выбитых первичным электронным пучком с поверхности или из объёма образца (см. *Оже-спектроскопия*).

Интенсивно разрабатываются методы количественной Э. м.— точного измерения разл. параметров образца или исследуемого процесса, напр. измерение локальных электрич. потенциалов и магн. полей (рис. 6), микрогеометрии

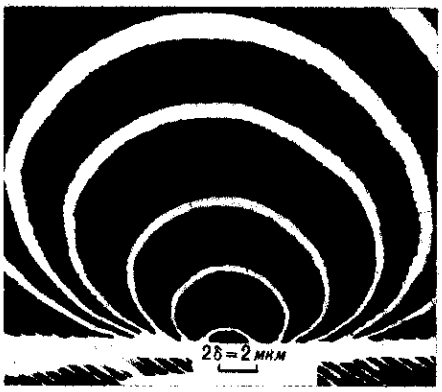


Рис. 6. Изображение линий равной напряжённости поля (от 25 до 150 Гс через 25 Гс) над зазором магнитной головки (ширина зазора $2\delta = 2$ мкм) для магнитной записи информации. Получено в растровом электронном микроскопе со специальной приставкой.

поверхностного рельефа и т. д. Электронные микроскопы используют и в технол. целях (напр., для изготовления микросхем методом электронолитографии).

Развиваются также методы Э. м. с использованием туннельного тока (см. *Сканирующий туннельный микроскоп*).

Лит.: Стоянова И. Г., Анаскин И. Ф., Физические основы методов просвечивающей электронной микроскопии, М., 1972; Утевский Л. М., Дифракционная электронная микроскопия в металловедении, М., 1973; Хокс П., Электронная оптика и электронная микроскопия, пер. с англ., М., 1974; Практическая растровая электронная микроскопия, под ред. Дж. Гоулдстейна и Х. Яковица, пер. с англ., М., 1978. *А. Е. Лукьянов.*

ЭЛЕКТРО́ННАЯ ОБОЛО́ЧКА — совокупность электронов в атоме или ионе, состояния к-рых характеризуются определёнными гл. квантовым числом n и орбитальным квантовым числом l. Э. о. обозначается символом nl^N, где N — число эквивалентных (имеющих одинаковые n и l) электронов оболочки. Совокупность электронов с определённым n наз. электронным слоем. Согласно *Паули принципу*, макс. значение числа N для данной Э. о. равно $2(2l+1)$.

Э. о. с $l=0$, 1, 2, 3, ... наз. оболочками s, p, d, f, ..., возможное число электронов в них 2, 6, 10, 14, ... соответственно. Э. о. с максимально возможным числом эквивалентных электронов наз. замкнутой или заполненной, при $N=2l+1$ — полузаполненной, при $N<2l+1$ — частично заполненной, при $N>2l+1$ — почти заполненной.

В рентг. спектроскопии и химии часто пользуются др. определением Э. о.: оболочкой наз. совокупность электронов с фиксированным числом n, причём оболочки с $n=1$, 2, 3, 4, 5, 6, 7 обозначают K, L, M, N, O, P, Q соответственно. В этом случае в K-оболочку входят электроны в состоянии $1s$, в L-оболочку — в состояниях $2s$ и $2p$, в M-оболочку — $3s$, $3p$, $3d$ и т. д. В химии совокупность электронов с определёнными n и l наз. подоболочкой.

Совокупность Э. о. представляет собой электронную конфигурацию атома или иона. Электронные конфигурации атомов разл. элементов приводятся в *периодической системе элементов* Менделеева. *В. П. Шевелько.*

ЭЛЕКТРО́ННАЯ ПЛО́ТНОСТЬ — величина, равная числу электронов $n(r)$ в единице объёма атомной системы. Для N-электронного атома, иона или молекулы Э. п. определяется выражением

$$n(r)=\sum_{i=1}^{N}\int\left[|\Psi(r_1, r_2, ..., r_N)|^2\,d\tau\right]_{r_i=r} \qquad *$$

с нормировкой

$$\int|\Psi(r_1, r_2, ..., r_N)|^2\,dr_1\,dr_2\,...\,dr_N=1;$$

$$\int n(r)\,dr=N,$$

где $\Psi(r_1, r_2, ..., r_N)$ — волновая ф-ция системы. Интегрирование в (*) производится по всем координатам r электронов, кроме i-го. В случае одноэлектронного атома

$$n(r)=|\varphi_{nlm}(r)|^2,$$

где φ_{nlm} — волновая ф-ция электрона с квантовыми числами n, l и m.

В случае многоэлектронных атомных систем ($N\gg10$), когда расчёт по ф-ле * весьма громоздок, используют статистич. *Томаса — Ферми метод* или его модификации. Этот метод применяют для расчёта эфф. потенциала атомного остатка (ядро $+N-1$ электронов) как пробного потенциала в методе самосогласованного поля (см. *Хартри — Фока метод*). При нахождении аналитич. выражения $n(r)$ атомов и ионов в качестве радиальных волновых ф-ций электронов часто используются безузловые ф-ции Слейтера, являющиеся произведением полинома от r на экспоненциальную ф-цию.

Наиб. общей формой квантовомеханич. описания Э. п. квантовой системы является матрица плотности:

$$n(r, r')=\sum_{i=1}^{N}\int\left[\Psi(r_1, r_2, ..., r_N)\right]_{r_i=r}\left[\Psi^*(r_1, r_2, ..., r_N)\right]_{r_i=r'}d\tau$$

(см. *Матрица плотности*).

Лит.: Теория неоднородного электронного газа, под ред. С. Лундквиста, Н. Марча, пер. с англ., М., 1987. *В. П. Шевелько.*

ЭЛЕКТРО́ННАЯ ПУ́ШКА — электронно-оптич. система, формирующая *электронный пучок*. Практически Э. п. наз. системы, формирующие высокоинтенсивные пучки с большим первеансом; системы, образующие узкие неинтенсивные пучки — электронные лучи, используемые в разл. электронно-лучевых приборах, чаще наз. электронными прожекторами (см. *Электронно-лучевые приборы*).

Формирование интенсивных электронных пучков (с первеансом $\geqslant10^{-7}$ А/В$^{3/2}$) системой *электронных линз* затруднительно, т. к. собств. пространств. заряд электронов пучка существенно искажает фокусирующие поля линз. Кроме того, само понятие «фокусировка» условно для интенсивных пучков, т. к. такие пучки принципиально невозможно свести в точку (фокус). Поскольку интенсивный пучок в свободном от электрич. и магн. полей пространстве неограниченно расширяется, формирование устойчивого интенсивного пучка определ. конфигурации возможно лишь при условии компенсации расталкивающей силы пространств. заряда электронов пучка противоположно направленными силами, создаваемыми внешними (по отношению к пучку) электрич. и магн. полями. Поэтому Э. п. должна содержать электроды, создающие вблизи границы пучка распределение потенциала, обеспечивающее равенство нулю нормальной к границе пучка составляющей напряжённости электрич. поля. Кроме того, для устойчивости пучка необходимо, чтобы при смещении электронов с границы пучка в любую сторону возникала сила, возвращающая их на границу пучка.

Задача формирования интенсивных пучков решается двумя методами — методом анализа и методом синтеза.

В первом случае конфигурацию и потенциалы электродов формирующей системы выбирают ориентировочно и рассчитывают с помощью ЭВМ траектории электронов с учётом пространств. заряда. Если полученный пучок не удовлетворяет поставленным требованиям, вносят необходимые изменения формы и потенциалов электродов и снова рассчитывают траектории и т. д., до получения пучка с требуемыми параметрами. Этот метод очень трудоёмок и требует высокой квалификации разработчика.

Большее распространение получил метод синтеза, при использовании к-рого заданными являются параметры пучка — форма, первеанс или энергия и ток пучка, а определяемыми — необходимые для формирования данного пучка электрич. и магн. поля. В этом методе решаются две задачи — внутренняя и внешняя. Внутр. задача включает решение системы ур-ний, описывающих движение электронов внутри пучка, нахождение соотношений, характеризующих электрич. и геом. параметры пучка; внешняя — нахождение электрич. полей, создаваемых системой электродов с определ. потенциалами, и магнитных, создаваемых катушками с током или пост. магнитами. Во внутр. части задачи распределение потенциала в пучке описывается ур-нием Пуассона, во внешней — распределение потенциала вне пучка описывается ур-нием Лапласа.

Метод синтеза базируется на известных решениях внутр. задач для неограниченных ламинарных потоков между двумя параллельными плоскостями, двумя соосными цилиндрами и двумя концентрич. сферами. Связь между током I и напряжением U в этих потоках описывается «законом трёх вторых» ($I=PU^{3/2}$, P — первеанс); в этом случае все траектории прямолинейны и совпадают с силовыми линиями электрич. поля. Распределение потенциала вдоль любой траектории удовлетворяет соотношению $U(z)=Az^{4/3}$ (A — множитель, определяемый первеансом; z — координата, отсчитываемая вдоль любой траектории). Прямолинейность траекторий означает отсутствие силы, искривляющей траекторию, т. е. равенство нулю нормальной к траектории составляющей напряжённости электрич. поля ($E_n=0$).

Создание системы формирования интенсивных пучков с помощью электрич. поля сводится к «вырезанию» из неограниченных потоков, для к-рых известны решения внутр. задачи, ограниченных пучков необходимой конфигурации; непременным условием при этом является совпадение границы пучка с прямолинейными траекториями. Из неограниченного потока между двумя параллельными плоскостями можно сформировать пучок любого поперечного сечения с границами, перпендикулярными исходным плоскостям: напр., в виде цилиндра с образующими, совпадающими с прямолинейными траекториями (осесимметричный пучок), или в виде параллелепипеда с рёбрами, совпадающими с траекториями (ленточный пучок). Из потока между двумя соосными цилиндрами можно «вырезать» клиновидный сходящийся ленточный пучок, из потока между двумя концентрич. сферами — сходящийся конический осесимметричный пучок.

Простое «отбрасывание» оставшейся вне вырезанного ограниченного пучка части потока приведёт к изменению условий на границе пучка, в частности не будет выполнено требование $E_n=0$. Устойчивый ограниченный пучок можно сформировать, создав вне пучка электрич. поле, эквивалентное полю пространств. заряда отброшенной части потока. Это поле должно быть создано системой электродов, расположенных вне пучка. Форма и потенциал этих электродов определяются из решения ур-ния Лапласа с граничными условиями, вытекающими из решения внутр. задачи: распределение потенциала вдоль границы пучка определяется «законом 3/2» и нормальная к границе пучка составляющая $E_n=0$ в любой точке поверхности пучка. С достаточной для практич. целей точностью внеш. поле, формирующее устойчивый пучок, может быть создано двумя электродами — прикатодным (фокусирующим), совпадающим по форме с нулевой эквипотенциальной поверхностью, и анодным, совпадающим по форме с эквипотенц. поверхностью, имеющей потенциал ускоряющего электрода (анода). Для пучков с прямолинейными траекториями имеются аналитич. решения внеш. задачи, согласно к-рым нулевая эквипотенц. поверхность образует с границей пучка угол 67,5°, все остальные эквипотенциали (с $U>0$) подходят к границе пучка под прямым углом.

Созданные на основе рассмотренного принципа системы формирования интенсивных пучков наз. системами или пушками Пирса. Такие Э. п. состоят из источника электронов — катода (обычно термоэлектронного), прикатодного (фокусирующего) электрода и анода с отверстием для выхода сформированного пучка (рис. 1). Внеш. поле,

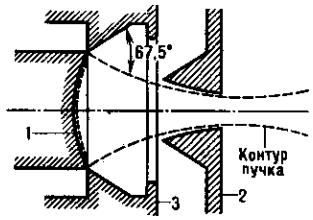


Рис. 1. Электродная система пушки Пирса: 1 — катод; 2 — анод; 3 — фокусирующий электрод.

формирующее пучок, должно достаточно точно соответствовать рассчитанному в непосредств. близости к границе пучка, что и определяет конфигурацию и потенциалы электродов вблизи пучка; вдали от пучка форма электродов выбирается с учётом конструктивных и технол. требований.

Многие Э. п. должны формировать пучки с большой плотностью тока (до десятков и сотен А/см^2), в то же время реальные термокатоды имеют ограниченную эмиссионную способность и увеличение токоотбора резко снижает срок службы катодов. Поэтому используются Э. п. с большой компрессией (сжатием) электронного пучка — площадь сечения сформированного пучка на выходе из анодного отверстия в десятки и сотни раз меньше площади эмитирующей поверхности катода; наиб. распространение получили пушки Пирса, формирующие сходящиеся осесимметричные и ленточные пучки.

Любая Э. п. не только формирует пучок необходимой формы, но и ускоряет электроны пучка до необходимой энергии электрич. полем между анодом и катодом. Магн. поле, не изменяющее энергию электронов пучка, используется для дополнит. формирования (фокусировки) пучка. Поскольку сформированный пушкой электронный пучок на выходе из анодного отверстия за счёт кулоновского расталкивания неограниченно расширяется, получение протяжённого пучка ограниченного сечения возможно лишь при компенсации расталкивающего действия пространств. заряда внеш. электрич. или магн. полями. Ограничить расширение пучка можно с помощью продольного магн. поля (однородного или уменьшающегося в направлении катода) или последовательностью электронных линз (электростатических или магнитных), расположенных вдоль пучка. В Э. п., формирующих пучки с параллельными траекториями, используется продольное однородное магн. поле, силовые линии к-рого совпадают с траекториями, а вблизи катода и с электрич. силовыми линиями, что обеспечивает существование протяжённого устойчивого пучка. В Э. п. с компрессией ограничивающее магн. поле уменьшается в прикатодной области, что обеспечивает примерное совпадение электрич. и магн. силовых линий. Такие пушки с частично экранированным катодом позволяют формировать высокопервеансные пучки.

Для формирования интенсивных трубчатых пучков (имеющих в сечении форму кольца) используются системы со скрещенными электрич. и магн. полями — магнетронные пушки. Схема электродной системы магнетронной пушки приведена на рис. 2. Внутр. катод и наружный анод конич. формы (один из электродов может иметь форму цилиндра) помещены в продольное однородное магн. поле. За счёт ускоряющего электрич. поля анода эмитированные катодом электроны движутся в направлении анода, а за счёт магн. поля траектории искривляются, приближаясь к цик-

лоиде (как в магнетроне). При достаточно большой величине магн. индукции, большей критической, электроны перестают доходить до анода, между катодом и анодом создаётся облако пространств. заряда, вращающееся вокруг катода. Продольная составляющая электрич. поля,

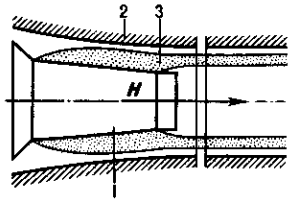


Рис. 2. Магнетронная электронная пушка: 1 — катод; 2 — анод; 3 — электронный пучок.

возникающая вследствие наклона к оси образующих катодного и анодного электродов, смещает электроны вдоль оси — формируется трубчатый электронный пучок. С помощью магнетронных пушек удаётся сформировать трубчатые электронные пучки с первеансом в несколько десятков мкА/В$^{3/2}$.

Разновидностью систем формирования электронных пучков являются Э. п. с модуляцией тока пучка. Управление током пучка в этих пушках производится спец. управляющим электродом, к-рый может быть выполнен в виде штыря, проходящего через отверстие в середине катода, сетки, помещённой между катодом и анодом, и толстой диафрагмы, расположенной вблизи анода. Изменение потенциала управляющего электрода позволяет в широких пределах — от нуля (запирания пушки) до максимально возможного для данной системы значения — изменять ток пучка.

Лит.: Алямовский И. В., Электронные пучки и электронные пушки, М., 1966; Молоковский С. И., Сушков А. Д., Интенсивные электронные и ионные пучки, 2 изд., Л., 1991.

А. А. Жигарев.

ЭЛЕКТРО́ННАЯ СПЕКТРОСКОПИ́Я — совокупность методов анализа свойств вещества по энергетич. спектрам, угл. распределениям, спиновой поляризации и др. характеристикам электронов, эмитируемых веществом под влиянием к.-л. внеш. воздействий (электронных, ионных и др. зондов). Методы Э. с. позволяют изучать элементный состав образца, структуру, электронное строение, тепловые колебания атомов и молекул веществ в твёрдой, жидкой и газовой фазе, а также получать др. информацию на микроскопич. уровне. Для твёрдого тела и жидкости информация может относиться как к поверхности и приповерхностной области, так и к объёму. В зависимости от природы зонда различают: фотоэлектронную спектроскопию, в к-рой для выбивания из вещества электронов используют: излучение от красного до рентг. диапазона; ионно-электронную спектроскопию, в к-рой изучаемый объект бомбардируют ионами разл. энергии; вторично-электронную спектроскопию (ВЭС), основанную на изучении рассеяния в веществе потоков ускоренных электронов, и т. д. [1].

Помимо фотоэлектронной спектроскопии, наиб. результативны методы ВЭС. В них информацию получают, регистрируя и анализируя изменения, претерпеваемые первичными электронами вследствие определённых элементарных актов взаимодействия их с изучаемым объектом (спектроскопия отражённых электронов); носителями информации являются также вторичные электроны, возникающие в результате генерации их воздействующим агентом или при релаксации создаваемого им возбуждения в веществе (спектроскопия истинно-вторичных электронов). Имеются также методики, в к-рых обе группы электронов исследуются совместно. Т. к. отражение электронов может быть упругим, квазиупругим и неупругим, различают неск. методов регистрации отражённых частиц.

В спектроскопии упруго рассеянных электронов (УРЭ) изучают угл. распределения частиц. В этих распределениях содержится в осн. информация о структуре исследуемых объектов, т. к. распределения формируются в результате когерентного сложения волн, упруго рассеиваемых атомами вещества, и результат сложения — дифракция электронов — чувствителен к пространств. расположению атомов. Для объекта с кристаллич. структурой распределения УРЭ представляет собой совокупность резких максимумов, для газа или пара на более или менее равномерном фоне появляются относительно плавные максимумы и минимумы, связанные с особенностями дифференц. сечений упругого рассеяния электронов на отд. атомах; эти максимумы являются источником сведений об особенностях рассеивающих частиц. Для аморфных тел и жидкостей появление сглаженных максимумов или минимумов может быть связано и с ближним порядком расположения в них атомов, к-рый при определ. условиях также можно исследовать (см. *Электронография*). Детальный анализ структуры линий УРЭ в области энергии 10—20 кэВ может применяться для количественного элементного анализа приповерхностной области образца [2].

Квазиупруго отражённые электроны исследует спектроскопия потерь энергии электронов высокого разрешения. Информацию об объекте в этом случае получают, исследуя структуру энергетич. спектра вблизи пика УРЭ в диапазоне потерь энергии от единиц до сотен мэВ, где регистрируемые потери обусловлены возбуждением фононов, колебат. и вращат. мод атомов, молекул вещества и адсорбированных атомных частиц, плазменных колебаний свободных носителей в полупроводниках и др. Данным методом возможно исследовать дисперсию поверхностных фононов, адсорбционно-десорбционные процессы и реакции на поверхности, механич. напряжения, возникающие в приповерхностном слое твёрдого тела при нанесении разл. покрытий, межфазовые границы в полупроводниковых структурах, включая сверхрешётки, и др. [3, 4].

Анализ энергетич. спектров неупруго рассеянных электронов составляет основу спектроскопии характеристических потерь энергии электронов, исследующей коллективные (плазменные) и одночастичные возбуждения валентных электронов с энергией до $\mathscr{E} \sim 50$ эВ, и ионизационной спектроскопии, изучающей возбуждение и ионизацию электронов внутр. оболочек атомов (электронов острова) в диапазоне потерь энергии $\mathscr{E} \sim 50$—5000 эВ. В зависимости от используемой энергии первичных электронов в Э. с. (и в дифракции электронов) различают два случая. Если энергия лежит в интервале от десятков до ~100 кэВ, то регистрируются либо электроны, прошедшие сквозь тонкий слой вещества, когда получаемая информация характеризует его объёмные свойства, либо электроны, отражённые от поверхности под скользящими углами. Обычно при этом аппаратуру совмещают в одном приборе с электронным микроскопом [5]. В области низких и ср. значений энергии (не превосходящих неск. кэВ) используется геометрия эксперимента на отражение. В этом случае получают информацию о структуре и свойствах приповерхностного слоя, толщина к-рого примерно равна длине свободного (по отношению к неупругому взаимодействию) пробега электрона λ. При энергии электронов ~50—100 эВ, когда λ составляет неск. моноатомных слоёв, достигается наиб. чувствительность метода к свойствам поверхности. При большей и меньшей энергии глубина зондирования возрастает.

Определение элементного состава методом ионизационной спектроскопии основано на измерении энергий связи электронов остова [6]. Одно из новых направлений ионизац. спектроскопии — анализ протяжённой тонкой структуры спектра, проявляющейся в виде осцилляций за порогом ионизации и охватывающей область энергий до сотен эВ. Природа этих осцилляций подобна природе осцилляций EXAFS (см. *Рентгеновские спектры*) и связана с интерференцией волны де Бройля выбитого из атома электрона и волн, рассеянных атомами ближайших координац. сфер данного атома в направлении «назад». Фурье-анализ образующейся тонкой структуры энергетич. спектра электронов позволяет с высокой точностью определять радиусы координац. сфер [7]. Тонкая структура в спектре, прилегающая к порогу ионизации остовных уровней, служит ис-

точником информации о плотности незанятых электронных состояний выше уровня Ферми.

На возбуждении и регистрации истинно-вторичных электронов основан только один метод — электронная *оже-спектроскопия*. Совместная регистрация отражённых первичных и возбуждённых вторичных электронов производится, в частности, в разл. пороговых методиках Э. с., к-рые изучают особенности спектров в области порогов возбуждения электронов остова, структуру зависимостей разных коэф. вторичной электронной эмиссии от энергии первичных частиц и др. её характеристик. Др. пример методики смешанного типа — спектроскопия медленных вторичных электронов, к-рые образуются в мишени в результате торможения первичных электронов с образованием множества каскадов вторичных частиц. Исследование угл. распределений медленных вторичных электронов разной энергии позволяет, напр., получать сведения о зонной структуре твёрдого тела над уровнем Ферми [8].

Важную дополнит. информацию о свойствах твёрдого тела даёт спектроскопия спин-поляризованных электронов. Измеряя спиновые состояния рассеянных электронов, изучают явления, обусловленные спин-орбитальным и обменным взаимодействиями, в частности магнетизм поверхностных слоёв вещества [9].

Из методов ионно-электронной спектроскопии наиб. применима ионная оже-спектроскопия, используемая преим. для элементного анализа приповерхностных слоёв твёрдого тела. В отличие от электронной оже-спектроскопии, она обладает селективностью: определ. ион может возбуждать оже-электроны лишь в атомах определ. элементов. При этом чувствительность метода часто оказывается существенно более высокой. Причина избирательности кроется в обменном механизме ионизации энергетич. остовных уровней атомов ионным пучком. Применение метода целесообразно, когда производится ионное профилирование исследуемого объекта и, следовательно, в приборе имеется «готовый» ионный пучок.

С помощью электронных потоков, сформированных источниками разл. природы и используемых в разных методах Э. с., часто получают идентичную физ. информацию. Так, исследование методами регистрации фото-, оже- или квазиупруго рассеянных электронов ср. энергии (св. сотен эВ) показали, что максимумы угл. распределений электронов с хорошей точностью соответствуют ориентациям импульсов вылетающих электронов вдоль атомных цепочек в твёрдом теле, поэтому Э. с. с угл. разрешением — один из важнейших методов структурного анализа приповерхностной области твёрдого тела [10]. Наиб. эффективны исследования, проводимые одновременно неск. методами в одинаковых эксперим. условиях, они позволяют получать комплексную информацию об объекте. При этом для решения каждой конкретной задачи подбирается определ. сочетание методов Э. с. и методов, не относящихся к Э. с.

Эксперим. воплощение методов Э. с. сводится к измерению энергетич. спектров электронов, эмитируемых изучаемым объектом под действием зонда под разными углами. Спектры возбуждаются и регистрируются с помощью специально разрабатываемых электронных спектрометров. Все типы электронных спектрометров содержат сверхвысоковакуумную камеру, снабжённую системой откачки, в к-рую помещают исследуемый образец, источник возбуждающего излучения, энергоанализатор, а также регистрирующую аппаратуру. Для изменения угла регистрации электронов в спектрометрах с угл. разрешением и для варьирования угла падения первичных частиц образец, зонд (напр., электронную пушку) и энергоанализатор (или часть этих узлов) монтируют на спец. манипуляторах, обеспечивающих их подвижность в камере. В зависимости от особенностей изучаемого объекта и поставленной задачи спектрометр может иметь шлюзовые устройства для ввода образцов в камеру, дополнит. камеру для их обработки, системы нанесения адсорбатов на поверхность и др.

«Сердцем» любого электронного спектрометра является энергоанализатор, разделяющий электроны по энергиям, его энергетич. разрешение обычно лежит в диапазоне 0,1—0,5%. Стандартные электронные пушки с термо- и автокатодами обеспечивают монокинетичность пучков электронов соответственно ~ 1 и $\sim 0{,}1$ эВ. Поэтому в Э. с. потерь энергии электронов высокого разрешения (абс. разрешение порядка единиц мэВ) их дополнительно монокинетизируют — первичные пучки пропускают через энергоанализаторы.

Наиб. распространение в Э. с. получили энергоанализаторы электростатического типа с тормозящим или отклоняющим полем. Квазисферич. сеточные анализаторы с тормозящим полем позволяют, кроме анализа электронов по энергиям, визуализировать угл. распределения эмитируемых электронов на коллекторе, для этого его покрывают *люминофором* (напр., в дифракц. методах исследования). В случае отклоняющего поля преим. используют анализаторы типа цилиндрич. зеркала и секторные со сферич. полем. С их помощью исследуют и пространств. распределения электронов во всём диапазоне их энергий. Специфика регистрирующей аппаратуры обусловлена тем, что структура энергетич. спектров наблюдается на непрерывном фоне, часто превосходящем её по величине, и задача состоит в выделении этой структуры и её измерении. В разработанной аппаратуре используется как аналоговая, так и цифровая техника в сочетании с ЭВМ (в частности, для увеличения отношения сигнал/фон широко применяется аналоговое дифференцирование спектра с помощью синхронного детектирования). Предложены способы полного удаления фона. В случае цифровой техники часто применяют способ, основанный на использовании многоканального анализатора, работающего в режиме многоканального счётчика.

Лит.: 1) Гомоюнова М. В., Электронная спектроскопия поверхности твердого тела, «УФН», 1982, т. 136, с. 105; 2) Проблемы физической электроники, Л., 1986, с. 74; 3) Ibach H., Mills D. L., Electron energy loss spectroscopy and surface vibrations, N. Y., 1982; 4) Dynamical phenomena at surfaces, interfaces and superlattices, Proc Intern. Summer School of E. Hore Majorana Center, Erice, Italy, 1984, B.— [a. o.], 1985; 5) Egerton R., Electron energy-loss spectroscopy in the electron microscope, [2 ed.], N. Y.— L., 1989; 6) Атлас ионизационных спектров, К., 1989; 7) De Crescenzi M., Local structural investigation of surfaces and interfaces by EELFS and EXFAS techniques, «Ultramicroscopy», 1989, v. 28, № 1, p. 65; 8) Проблемы физической электроники-88, Л., 1988, с. 76; 9) Кесслер И., Поляризованные электроны, пер. с англ., М., 1988; 10) Chambers S. A., Elastic scattering and interference of backscattered primary, Auger and X-ray photoelectrons at high kinetic energy: principles and applications, «Surf. Sci. Repts», 1992, v. 16, № 6, p. 261.

М. В. Гомоюнова, С. Л. Дударев.

ЭЛЕКТРО́ННАЯ ТЕМПЕРАТУ́РА (T_e) — величина, имеющая размерность темп-ры, характеризующая ф-цию распределения f_e электронов по скорости (энергии) в неравновесном электронном газе (в плазме, в кристалле, см. *Горячие электроны*). Э. т. определяется интегральным соотношением

$$kT_e(\boldsymbol{r}, t) = (m_e/3n_e)\int (\boldsymbol{v}-\boldsymbol{u}_e)^2 f_e(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{v}, t)\,d\boldsymbol{v},$$

где $\boldsymbol{u}_e$ — ср. скорость направленного движения электронов. Если частота межэлектронных столкновений ν_{ee}, перераспределяющих энергию между электронами, велика по сравнению с обратным временем τ_{ei}^{-1} рассеяния энергии электронов при взаимодействии с атомами и ионами в плазме, с фононами в кристалле, с электрич. полем и т. п. $\nu_{ee} \gg \tau_{ei}^{-1}$, то за время порядка ν_{ee}^{-1} в неравновесной системе устанавливается равновесие в электронной подсистеме, характеризуемое максвелловской ф-цией распределения с темп-рой T_e. При этом T_e может быть как больше темп-ры тяжёлых частиц (напр., в плазме электрич. разряда), так и меньше (в структуре ионизующей *ударной волны*).

В случае сильного нарушения равновесия электронной подсистемы, когда условие $\nu_{ee}\tau_{ei} \gg 1$ не выполняется, T_e уже не характеризует ф-цию распределения, однако понятием Э. т. пользуются как нек-рым эфф. параметром, служащим мерой ср. энергии хаотич. движения электронов, $\bar{\varepsilon} = (3/2)kT_e$. В случае анизотропных распределений

часто вводят продольную и поперечную (относительно выделенных направлений) Э. т. См. также *Температуры компонент плазмы*. *В. А. Рожанский, Л. Д. Цендин.*

ЭЛЕКТРО́ННАЯ ТЕПЛОЁМКОСТЬ — часть полной теплоёмкости твёрдого тела, обусловленная тепловым движением электронов. Э. т. *диэлектриков* и слаболегированных *полупроводников*, как правило, пренебрежимо мала. В вырожденных полупроводниках и металлах (в несверхпроводящем состоянии) при достаточно низких темп-рах Э. т. $C_э$ вносит заметный вклад в полную теплоёмкость C. Его можно оценить, рассматривая электроны (или дырки) как идеальный ферми-газ квазичастиц, характеризующихся нек-рой *плотностью состояний* $2N(\mathscr{E})$, где $N(\mathscr{E})$ — плотность одночастичных состояний с определ. проекцией спина. Тепловое возбуждение испытывают лишь квазичастицы в интервале энергий $\sim kT$ вблизи уровня Ферми $\mathscr{E}_F$; при $kT \ll \mathscr{E}_F$ их число $\sim 2N(\mathscr{E}_F)kT$, а их тепловая энергия $\sim 2N(\mathscr{E}_F)(kT)^2$, следовательно, $C_э \sim 2N(\mathscr{E}_F)k^2T$. Т. о., теплоёмкость вырожденного газа электронов или дырок подчиняется линейному закону и при достаточно низких T может превзойти *решёточную теплоёмкость* $C_р = \beta T^3$. Более детальный расчёт при тех же условиях приводит к ф-ле:

$$C_э = \frac{\pi^2}{3} 2N(\mathscr{E}_F)k^2T = \gamma T. \qquad (1)$$

Соотношение (1) используют для определения значений $N(\mathscr{E}_F)$. Для разделения электронного и решёточного вкладов в теплоёмкость данные о полной низкотемпературной теплоёмкости обычно аппроксимируют полиномом нечётных степеней по T:

$$C = \gamma T + \beta T^3 + \dots .$$

Члены, содержащие T^5 и более высокие степени T, обусловлены отклонением свойств реального кристалла от описываемых *Дебая теорией*; если они малы в сравнении с предыдущими, то коэф. γ и β можно найти соответственно по отсечке и наклону графич. зависимости C/T от T^2, экстраполированной к $T = 0$ К.

Ф-ла (1) неприменима в тех случаях, когда для участвующих в тепловом возбуждении электронов $N(\mathscr{E})$ имеет выраженную структуру. Напр., если тепловое движение электрона представляет собой переходы между двумя уровнями, разделёнными энергетич. щелью Δ, то Э. т. имеет т. н. аномалию Шоттки:

$$C_э^{ш} = Nk\left(\frac{\Delta}{kT}\right)^2 \exp\left(\frac{\Delta}{kT}\right)\left[\exp\left(\frac{\Delta}{kT}\right)+1\right]^{-2}. \qquad (2)$$

Здесь N — число одноэлектронных центров с двухуровневым спектром. Щель Δ в спектре электронных возбуждений появляется также при переходе металлов и вырожденных полупроводников в сверхпроводящее состояние; вследствие этого их Э. т. становится экспоненциально малой при $kT \ll \Delta$. В точке сверхпроводящего перехода ($T = T_c$) Э. т. имеет характерную для фазовых переходов II рода особенность, наблюдаемую в виде скачка δC. В приближении слабой связи $\delta C \approx 1{,}43\gamma T_c$. Этот факт используют для идентификации перехода проводника в состояние объёмной *сверхпроводимости*; в случае поверхностной сверхпроводимости скачок Э. т. мал соответственно кол-ву сверхпроводящей фазы.

Лит.: Киттель Ч., Введение в физику твердого тела, пер. с англ., М., 1978. *С. Н. Лыков.*

ЭЛЕКТРО́ННАЯ ТЕПЛОПРОВО́ДНОСТЬ — вклад электронов проводимости в теплопроводность твёрдых тел. Э. т. играет осн. роль в *металлах* (в нормальном состоянии), *полуметаллах* и нек-рых полупроводниках. При низких темп-рах Э. т. определяется рассеянием электронов примесями и дефектами и возрастает с темп-рой, при высоких темп-рах — рассеянием на фононах и падает с ростом темп-ры, так что при нек-рой темп-ре Э. т. достигает максимума, тем более высокого, чем совершеннее кристалл (см. *Рассеяние носителей заряда*).

В проводниках Э. т. связана с электропроводностью *Видемана — Франца законом*. В *сверхпроводниках* электроны, объединённые в куперовские пары, не участвуют в переносе тепла, так что при $T < T_c$ (T_c — темп-ра перехода в сверхпроводящее состояние) Э. т. определяется нормальными (неспаренными) электронами и экспоненциально убывает с приближением к 0 К. В биполярных *полупроводниках* и полуметаллах существует дополнит. механизм (биполярная составляющая) Э. т.: электронно-дырочные пары, образующиеся на горячем конце образца, диффундируют навстречу градиенту темп-ры и рекомбинируют на холодном конце с выделением тепла. Э. т. изменяется под действием магн. поля (см. *Маджи — Риги — Ледюка эффект*).

Измерение Э. т. даёт информацию о механизме рассеяния носителей заряда, особенностях зонной структуры твёрдых тел, величине и температурной зависимости ширины запрещённой зоны исследуемого материала и т. д. Для выделения Э. т. из полной *теплопроводности* используются подавление Э. т. магн. полем, исчезновение Э. т. в сверхпроводящем состоянии, а также косвенные методы.

Лит.: Смирнов И. А., Тамарченко В. И., Электронная теплопроводность в металлах и полупроводниках, Л., 1977; Берман Р., Теплопроводность твердых тел, пер. с англ., М., 1979.

Э. М. Эпштейн.

ЭЛЕКТРО́ННАЯ ЭМИ́ССИЯ — испускание электронов поверхностью конденсированной среды. Э. э. возникает в случаях, когда часть электронов тела приобретает в результате внеш. воздействия энергию, достаточную для преодоления потенц. барьера на его границе, или если внеш. электрич. поле делает его «прозрачным» для части электронов. Э. э. наблюдается при нагревании тел (*термоэлектронная эмиссия*), при бомбардировке электронами (*вторичная электронная эмиссия*), ионами (*ионно-электронная эмиссия*) или эл.-магн. излучением (*фотоэлектронная эмиссия*).

Для исследования Э. э. необходимо создать у поверхности тела (эмиттера) электрич. поле E, ускоряющее электроны для удаления (отсасывания) электронов от поверхности эмиттера. Если это поле достаточно велико ($E \gtrsim 10^4$ В/см), оно уменьшает высоту потенц. барьера на границе, в результате чего Э. э. возрастает (*Шоттки эффект*). В очень сильных полях ($E \sim 10^7$ В/см) потенц. барьер становится столь тонким, что возникает туннельное просачивание электронов сквозь него (туннельная, или *автоэлектронная эмиссия*). В результате одновремен. воздействия двух или более факторов могут возникать термоавтоэлектронная, фотоавтоэлектронная эмиссия и др. В очень сильных импульсных электрич. полях ($E \sim 5 \cdot 10^7$ В/см) автоэлектронная эмиссия приводит к быстрому разрушению (взрыву) микроостриё на поверхности эмиттера и к образованию плотной плазмы. Взаимодействие плазмы с поверхностью эмиттера вызывает резкое увеличение тока Э. э. (*взрывная электронная эмиссия*).

Т. М. Лифшиц.

ЭЛЕКТРО́ННО-ВОЗБУЖДЁННАЯ ПРОВОДИ́МОСТЬ — изменение проводимости диэлектриков и полупроводников при облучении их электронами. При энергии электронов 1—10 кэВ ток, наведённый электронной бомбардировкой, может в сотни и тысячи раз превышать ток первичных электронов. Явление Э.-в. п. включает в себя процессы генерации неравновесных носителей заряда (электронов и дырок) и переноса этих носителей в электрич. поле, возникающем в диэлектрике или полупроводнике при задании разности потенциалов с помощью электродов или электронного контакта.

Процесс генерации неравновесных носителей быстрыми электронами носит многоступенчатый характер. Первичные электроны, взаимодействуя с твёрдым телом, теряют свою энергию в осн. на ионизацию атомов. Электроны, образующиеся в результате ионизации и *оже-эффекта*, могут обладать энергией, достаточной для осуществления последующих актов ионизации и создания электронно-дырочных пар. Кроме того, в процессе торможения первичных и относительно быстрых внутренних вторичных электронов возможно возбуждение *плазмонов*, распад к-рых также сопровождается генерацией электронно-ды-

рочных пар. Возникающие при этом в полупроводниках горячие носители способны к дальнейшему размножению за счёт ионизации. Общее число пар носителей, генерированных потоком первичных электронов, определяется отношением энергии, переданной ими твёрдому телу (остальная, сравнительно небольшая часть энергии первичных электронов уходит гл. обр. на неупругое отражение электронов и рентг. излучение), к ср. энергии рождения электронно-дырочной пары, к-рая в большинстве случаев примерно в 3 раза превышает ширину запрещённой зоны.

Перенос носителей заряда, возбуждённых электронной бомбардировкой, определяется в значит. мере теми же свойствами полупроводников и диэлектриков, а также контактов, что и в случае фотопроводимости. Эффективность процесса переноса ограничивается, в частности, захватом носителей на локальные центры и рекомбинацией.

Разновидностью Э.-в. п. является умножение электронного потока в полупроводниковых структурах (*p—n-переходах*, *pin*-структурах и др.). Эфф. разделение электронно-дырочных пар в области сильного поля *p—n*-перехода, включённого в запорном направлении, ослабляет процесс рекомбинации и тем самым способствует переносу неравновесных носителей.

Особой разновидностью Э.-в. п. является вторично-электронная проводимость в пористых диэлектрич. слоях, в основе к-рой лежит явление *вторичной электронной эмиссии*. Перенос заряда в этом случае осуществляется вторичными электронами, выбиваемыми из зёрен пористого слоя и перемещающимися под действием электрич. поля по вакуумным порам.

Э.-в. п. находит применение в разл. *электровакуумных приборах*, в частности в запоминающих электронно-лучевых трубках, *фотоэлектронных умножителях*, передающих телевиз. трубках, приборах для управления и усиления электрич. мощности.

Лит.: Kronig R. L., Change of conductance of selenium due to electronic bombardment, «Phys. Rev.», 1924, v. 24, p. 377; Вавилов В. С., Действие излучений на полупроводники, М., 1963; Goetze G. W., Boerio A. H., Secondary electron conduction (SEC) for signal amplification and storage in cameratubes, «Proc. IEEE», 1964, v. 52, p. 1007; Шульман А. Р., Фридрихов С. А., Вторично-эмиссионные методы исследования твердого тела, М., 1977.

Г. Б. Стучинский.

ЭЛЕКТРО́ННО-ДЫ́РОЧНАЯ ЖИ́ДКОСТЬ — конденсированное состояние неравновесной электронно-дырочной плазмы в полупроводниках (см. *Плазма твёрдых тел*). Существование Э.-д. ж. было теоретически предсказано Л. В. Келдышем в 1968.

Неравновесная электронно-дырочная плазма в полупроводниковых кристаллах образуется при инжекции через контакты носителей заряда (электронов проводимости и дырок), освещении и т. п. Одноврем. существование электронов и дырок в однородном полупроводнике возможно лишь при его возбуждении. После снятия возбуждения в течение т. н. времени жизни носителей τ они рекомбинируют (аннигилируют), испустив фотон или отдав энергию кристаллич. решётке. Если τ достаточно велико (в чистом Ge при низких темп-рах $\tau \sim 10$—15 мкс), то даже при небольшом уровне возбуждения концентрация неравновесных электронов и дырок достаточна для того, чтобы кулоновское взаимодействие привело к образованию *экситона*.

Экситон охватывает большое число элементарных ячеек кристалла, а его энергия связи мала по сравнению с энергиями связи атомов в кристалле. Это позволяет приближённо рассматривать экситоны и свободные носители как своеобразный «атомный газ», для к-рого весь остальной кристалл является нейтральной средой. Газ экситонов или свободных носителей заряда имеет ряд существенных отличий от обычных газов или пара. Прежде всего, в нём отсутствуют тяжёлые частицы (ядра); кроме того, он является неравновесной системой с конечным временем жизни. Однако во мн. полупроводниковых кристаллах время термализации носителей, определяемое частотой их столкновения с кристаллич. решёткой, значительно меньше их времени жизни, обусловленного рекомбинацией. Поэтому для описания процессов, происходящих при увеличении плотности экситонного газа, можно использовать понятия равновесной термодинамики (фазовая диаграмма, сосуществование фаз и др.).

Система свободных носителей в полупроводниках при высоких темп-рах представляет собой слабо неидеальную, полностью ионизованную плазму. При низких темп-рах и высоких концентрациях носителей n, когда $n \cdot a_{ex}^3 \gg 1$ ($a_{ex} \sim 10^{-6} \div 10^{-7}$ см — боровский радиус экситона), она приобретает свойства вырожденного ферми-газа. Если же концентрации сравнительно невысоки ($n \cdot a_{ex}^3 \ll 1$) и темпры низкие ($kT \ll \mathscr{E}_{ex}$, $\mathscr{E}_{ex} \sim 10^{-1}$—$10^{-3}$ эВ — энергия связи экситона), электронно-дырочные пары (ЭДП) связываются в экситоны и образуют «атомарный» газ. При ещё более низких темп-рах возможно возникновение экситонных «молекул», или *биэкситонов*, с очень малой энергией связи. Необычные коллективные явления возникают в этой системе при низких темп-рах и относительно высоких концентрациях. С увеличением концентрации экситонов и ростом давления в экситонном газе при достижении нек-рого критич. значения $n_{кр}$ происходит сжижение этого газа, т. е. фазовый переход газ — жидкость.

Конденсированная фаза образуется в результате коллективного взаимодействия экситонов или неравновесных ЭДП при увеличении их плотности. При этом полная энергия состоит из 3 частей: кинетической, обменной и корреляционной энергий. Кинетич. энергия системы представляет сумму кинетич. энергий электронов и дырок, каждая из к-рых пропорциональна соответствующим плотностям в степени 2/3. Обменная энергия является следствием принципа Паули, согласно к-рому расстояние между одинаковыми частицами должно увеличиваться. Это приводит к уменьшению кулоновского отталкивания и, следовательно, к отрицат. вкладу в энергию. Обменная энергия электронов и дырок пропорциональна соответствующим плотностям в степени 1/3. Корреляц. энергия, по определению, учитывает всё, что не входит в первые 2 части: определяется корреляцией в движении и пространств. распределении частиц относительно друг друга, приводящей к уменьшению кулоновского отталкивания частиц с одинаковым зарядом. Корреляц. энергия отрицательна и зависит от концентрации частиц. При $T=0$ К зависимость полной энергии от концентрации имеет минимум, к-рый определяет энергию осн. состояния и равновесную плотность частиц в конденсированной фазе. Э.-д. ж. стабильна по отношению к экситонам, если энергия осн. состояния ниже энергии связи этих квазичастиц.

На рис. 1 приведена схема неравновесных энергетич. состояний, к к-рым относятся электроны, дырки, экситоны и электронно-дырочные капли (ЭДК) в полупроводнике.

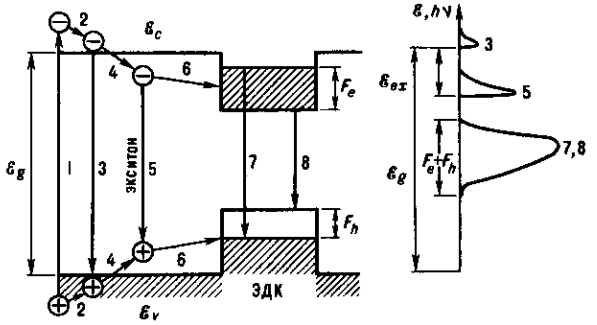


Рис. 1. Схема неравновесных энергетических состояний в полупроводнике и физический механизм образования электронно-дырочной жидкости.

Справа приведена схема спектрального распределения интенсивности излучения фотонов, рождающихся при рекомбинации неравновесных носителей. Фотолюминесценция является осн. методом исследований Э.-д. ж. в полупроводниках.

При поглощении полупроводником фотона с энергией, большей ширины запрещённой зоны $\mathscr{E}_g$, электрон переходит в возбуждённое состояние в зону проводимости, а в ва-

лентной зоне образуется положительно заряж. дырка (1). В результате взаимодействия с фононами электроны и дырки термализуются за время $t \ll \tau$, где τ — время жизни ЭДП (2). Часть ЭДП может рекомбинировать, испустив фотон (3). При низких темп-рах бо́льшая часть ЭДП связывается в экситоны (4). При рекомбинации электрона и дырки в экситоне рождается фотон (5) с энергией, меньшей на энергию связи в экситоне $\Delta\mathscr{E} = \mathscr{E}_g - \mathscr{E}_{ex}$. При взаимодействии экситоны могут конденсироваться в капли Э.-д. ж. (6). При рекомбинации носителей заряда в ЭДК (7, 8) фотоны испускаются в широкой полосе энергий; 3, 5, 8 — рекомбинац. излучение свободных ЭДП, экситонов и ЭДК; F_e, F_h — энергии ферми-электронов и дырок.

Образующаяся конденсированная фаза — Э.-д. ж.— представляет собой систему макроскопически большого числа частиц, связанных внутр. силами взаимодействия. Она обладает определ. равновесной плотностью (концентрацией ЭДП) n_1 и устойчивой резкой границей с газовой фазой. От обычной электронно-дырочной плазмы и газа экситонов Э.-д. ж. отличается тем, что не имеет тенденции расплываться по всему образцу, занимает лишь огранич. объём $V_1 = N_1/n_1$, где N_1 — полное число частиц в жидкой фазе. Если концентрация генерируемых ЭДП недостаточна, чтобы Э.-д. ж. заполнила весь объём образца (это условие реально всегда выполняется), она существует в виде сферич. ЭДК.

Образование Э.-д. ж. можно проиллюстрировать на схематической фазовой диаграмме (рис. 2). Обычно диаграмма газ — жидкость строится в координатах давления

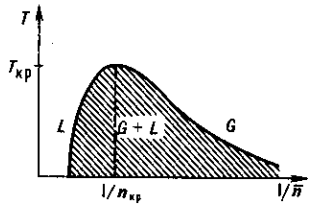


Рис. 2. Фазовая диаграмма для системы неравновесных носителей заряда в полупроводнике.

и темп-ры. Для системы неравновесных носителей в полупроводниковых кристаллах удобнее на плоскости переменных воспользоваться зависимостью ср. концентрации ЭДП $\bar{n} = N/V$ в возбуждаемом объёме V от темп-ры T. В интервале темп-р ниже критической $T_{кр}$ в правой части диаграммы (область G) носители существуют в виде слабо ионизованного экситонного газа. Слева от заштрихованной части — область L пространственно однородной Э.-д. ж. Заштрихованная область ограничивает значения параметров, при к-рых происходит расслоение на две фазы — ЭДК с равновесной плотностью $n_1(T)$, окружённые газом экситонов, биэкситонов и свободных носителей с равновесной плотностью $n_g(T)$. При $T_{кр}$ исчезают различия между газом и жидкостью, и уже ни при каких плотностях $\bar{n}$ не происходит фазовый переход, т. е. увеличение концентрации неравновесных носителей при увеличении уровня возбуждения происходит непрерывным образом. Значение $T_{кр}$ определяется энергией связи частиц $\Delta\mathscr{E}$ в Э.-д. ж. Величина $T_{кр}$, определённая из многочисл. экспериментов, составляет ок. 6,5 К для Ge и 28 К для Si. Т. о., в этих полупроводниках Э.-д. ж. может существовать лишь при низких темп-рах. Осн. параметры конденсированной фазы и области её существования имеют следующие порядки величин: $n_{кр} \sim n_1 \sim a_{ex}^{-3}$, а $\Delta\mathscr{E} \sim \mathscr{E}_{ex} \sim 10\,kT_{кр}$, т. о., ср. расстояние между частицами в Э.-д. ж. $\sim a_{ex}$, а ср. энергия связи на одну ЭДП $\sim \mathscr{E}_{ex}$.

Конкретный вид фазовой диаграммы экситонный газ — Э.-д. ж. зависит от особенностей электронного спектра полупроводника (многодолинная и однодолинная структура зон, наличие вырождения зон), отношения эфф. масс электрона и дырки m_e/m_h, отношения времени жизни носителей и времени их термализации.

Результаты многочисл. детальных теоретич. и эксперим. исследований условий образования Э.-д. ж., фазовых диаграмм, кинетики конденсации экситонов и необычных свойств конденсированной фазы приведены в ряде обзоров и монографий [6—8]. Наиб. детально физ. свойства Э.-д. ж. исследованы в кристаллах Ge и Si. Благодаря особенностям электронного спектра этих полупроводников прямая рекомбинация электронов и дырок запрещена, что приводит к относительно большим (для чистых Ge и Si) значениям времени жизни неравновесных носителей. Это позволяет достаточно легко в широких пределах изменять концентрацию ЭДП и экситонов. Кроме того, т. н. многодолинная зонная структура этих полупроводников оказывается решающим фактором, существенно облегчающим образование Э.-д. ж.

Многодолинная зонная структура означает, что благодаря симметрии кристалла в нём существует несколько эквивалентных групп электронов или дырок. Кроме Ge и Si такой зонной структурой обладают кристаллы GaP, C, соединения группы A^4B^6 и др. Оказывается, что в этом случае значения n_1, $\Delta\mathscr{E}$ и $T_{кр}$ существенно больше, чем они были бы в полупроводнике с теми же значениями эфф. масс и диэлектрич. проницаемости, но с простым однодолинным энергетич. спектром для электронов и для дырок. Это обусловлено тем, что полная энергия частиц в Э.-д. ж. складывается из двух энергий: кинетической (фермиевской) и потенциальной (кулоновского взаимодействия). Равновесная плотность определяется из условия минимума полной энергии, т. е. баланса этих двух вкладов.

При заданной неизменной концентрации частиц переход от однодолинной зонной структуры к многодолинной нарушает этот баланс, поскольку энергия Ферми определяется числом частиц в каждой долине и при увеличении числа долин должна существенно уменьшаться. Потенц. энергия зависит в осн. только от ср. расстояния между частицами, т. е. от их полной концентрации, и должна остаться практически неизменной. При этом произойдёт самопроизвольное сжатие системы, к-рое будет продолжаться до тех пор, пока при новом более высоком значении плотности жидкой фазы рост энергии Ферми снова не скомпенсирует дальнейшее увеличение взаимодействия. В этом новом положении равновесия концентрация и энергия связи частиц в Э.-д. ж. могут быть существенно больше, чем в начальном.

Т. о., многодолинная зонная структура значительно увеличивает стабильность Э.-д. ж. и область её существования на плоскости (n, T). Справедливость этого утверждения была подтверждена эксперим. наблюдением за поведением Э.-д. ж. в условиях одноосной деформации Ge и Si, когда при разл. направлениях деформации удаётся получить разл. число эквивалентных долин и т. о. в широких пределах изменять параметры Э.-д. ж.

Существование Э.-д. ж. экспериментально доказано для мн. полупроводников, в т. ч. с однодолинным и относительно изотропным энергетич. спектром (напр., GaAs, CdS, CdTe). Однако условия образования Э.-д. ж. в этом случае оказываются гораздо более жёсткими.

Установлено, что из-за отсутствия тяжёлой частицы в экситоне (и соответственно больших амплитуд нулевых колебаний) связь экситонов в биэкситоне оказывается весьма слабой. По теоретич. оценкам, подтверждённым экспериментом, при различии масс электрона и дырки в пределах одного порядка энергия диссоциации биэкситона $\mathscr{E}_д \ll \mathscr{E}_{ex}$. Этим обстоятельством объясняется то, что Э.-д. ж. в полупроводниках, в отличие от жидкого водорода, не является молекулярной жидкостью, а, подобно жидким щелочным металлам, имеет вид «атомарной» металлич. жидкости, в к-рой не существует ни экситонных молекул, ни экситонов, а электроны и дырки полностью делокализованы и свободны, подобно электронам в металлах. Они могут перемещаться независимо друг от друга внутри объёма, занимаемого Э.-д. ж., и покидают этот объём, если им сообщается дополнит. энергия, превышающая т. н. работу выхода. Кроме того, и электроны, и дырки оказываются вырожденными во всей области существования конденсированной фазы. Т. о., Э.-д. ж. является вырожденной двухкомпонентной *ферми-жидкостью*. Другим важным следствием отсутствия в Э.-д. ж. тяжёлых частиц является то, что такая жидкость не кристаллизуется, т. е. не

образует «твёрдой» фазы при $T=0$. Если бы кристаллизация произошла, амплитуда нулевых колебаний частиц около положения равновесия в «твёрдой» фазе должна была бы быть порядка a_{ex}, т.е. порядка расстояния между частицами. Это по любым существующим критериям *плавления* должно привести к плавлению уже при нулевой темп-ре.

Следует заметить, что теоретически существует возможность образования т. н. экситонной жидкости. Это могло бы иметь место, если бы в экситоне отношение m_h/m_e было много больше 10. В этом случае формирующиеся биэкситоны могли бы образовать диэлектрич. молекулярную жидкость, подобную жидкому водороду [7]. Однако многочисл. попытки эксперим. обнаружения конденсации биэкситонов в полупроводниковых кристаллах до сих пор не увенчались успехом.

Из всех известных жидкостей Э.-д. ж. имеет наименьшую плотность массы $(m_e+m_h)n_1 \sim 10^{-7}-10^{-8}$ кг·м$^{-3}$; т. о., ЭДП обладает не истинной, а *эффективной массой*, к-рая определяет инерционные свойства Э.-д. ж., но не кол-во вещества. Благодаря малой плотности и малой энергии связи Э.-д. ж. чувствительна к внеш. воздействиям, напр. деформации кристалла, электрич. и магн. полям и др. Э.-д. ж. способна легко ускоряться и течь внутри кристалла, однако в силу её электронейтральности это движение не только не сопровождается электрич. током, но и к.-л. переносом вещества. Если экситон рассматривать как квант энергии возбуждения, то Э.-д. ж. есть пространственно сконцентрированная энергия возбуждения с плотностью $n_1\mathscr{E}_g \sim 10^4-10^6$ Дж·м$^{-3}$, к-рая может переноситься по кристаллу.

Способность легко перемещаться внутри кристалла без к.-л. его нарушений является одной из интересных особенностей ЭДК, отличающей их от любых др. макроскопич. образований и демонстрирующей их квантовую природу. С этой особенностью связаны мн. свойства Э.-д. ж. Высокая подвижность ЭДК наиб. наглядно была продемонстрирована в экспериментах с неоднородно деформированными кристаллами Ge. Ширина запрещённой зоны $\mathscr{E}_g$ (и, следовательно, энергия покоящейся ЭДП) зависит от деформации, поэтому в неоднородно деформированных кристаллах энергия каждой ЭДП различна в разных точках. Это эквивалентно наличию нек-рой потенц. энергии, пропорциональной локальной деформации, или сил, пропорциональных градиенту деформации. При сравнительно невысоких одноосных неоднородных деформациях удаётся наблюдать перемещение ЭДК на расстояние до 10^{-2} м со скоростями, приближающимися к скорости звука в кристалле. В то же время при тех же условиях дрейф отдельных ЭДП и экситонов практически отсутствует. Высокая подвижность объясняется ещё одной удивительной особенностью капель Э.-д. ж. При своём движении макроскопич. ЭДК обладают очень малым «трением» о кристаллич. решётку. Взаимодействие с колебаниями решётки сопряжено с изменением энергии электрона, а поскольку электроны и дырки в ЭДК вырождены, то в процессе рассеяния на фононах из общего числа носителей может участвовать лишь небольшая часть электронов и дырок, энергия к-рых близка к энергии Ферми.

Благодаря способности ЭДК легко перемещаться по кристаллу Э.-д. ж. всегда существует в кристаллах в виде облака отд. капель. Осн. причиной этого является неравновесность системы Э.-д. ж.— экситоны. Для своего существования она требует внеш. возбуждения (чаще всего это свет), бóльшая часть энергии к-рого диссипирует в тепло, т. е. в фононы. Фононы испускаются в области, где происходит генерация носителей с последующей их термализацией и рекомбинацией. Интенсивными источниками фононов (фононного ветра) являются и ЭДК, в к-рых концентрируется энергия возбуждения.

Фононные потоки частично перепоглощаются носителями, передавая им энергию и импульс. Ср. импульс, передаваемый каждому носителю за единицу времени, эквивалентен нек-рой эфф. силе, пропорциональной плотности потока фононов и совпадающей с направлением его распространения. Результатом действия фононного ветра оказывается неустойчивость больших объёмов Э.-д. ж. Интенсивность фононного ветра возрастает пропорционально линейному размеру ЭДК. Если размер капли достигает критич. радиуса R_c, то сила, создаваемая фононным ветром, превышает поверхностное натяжение и капля делится на две с меньшими размерами. Поэтому измеренные макс. размеры ЭДК в Ge не превышают 10 мкм, а в Si, где плотность Э.-д. ж. существенно выше,— 2 мкм. Неизбежное существование фононного ветра и большая подвижность ЭДК в обычных условиях приводят к их разлёту из области возбуждения. Однако за счёт той же подвижности, использовав неоднородную статическую деформацию спец. вида, имеющую максимум внутри кристалла, оказалось возможным создавать удерживаемые напряжениями гигантские капли диаметром до 1 мм. Фотографич. изображения таких капель удаётся получить, использовав их собственное рекомбинац. излучение.

Благодаря тому что область деформации находится не на поверхности кристалла, где скорость рекомбинации носителей всегда высока, а плотность гигантских капель благодаря деформации примерно в неск. раз ниже, чем плотность Э.-д. ж. в недеформированном Ge или Si, время жизни τ ЭДП в таких каплях достигает рекордных величин — ок. 1 мс в Ge и 1 мкс в Si. Большие объёмы Э.-д. ж. и высокие значения τ в таких ЭДК позволили с достаточной точностью измерить важнейшие параметры металлич. Э.-д. ж., в т. ч. электропроводность и подвижность носителей, к-рые не удавалось непосредственно измерить в обычных условиях существования ЭДК. При исследовании гигантских капель были обнаружены такие новые явления, как магнитоплазменные бегущие волны, аналогичные альфеновским волнам в полуметаллах, и рекомбинац. намагничивание ЭДК в пост. магн. поле, приводящее к возрастанию магн. поля внутри капли и переходу её в парамагн. состояние. В результате намагничивания происходит сильное сплющивание, к-рое оказывается энергетически выгодным при возрастании магн. момента в больших ЭДК.

Лит.: 1) Труды IX Международной конференции по физике полупроводников, т. 2, Л., 1969, с. 1384—92; 2) Келдыш Л. В., Электронно-дырочные капли в полупроводниках, «УФН», 1970, т. 100, с. 514; 3) Pokrovskii Ya., Condensation of non-equilibrium charge carriers in semiconductors, «Phys. Stat. Sol. A», 1972, v. 11, p. 385; 4) Bagaev V. S., Properties of electronic-hole drops in germanium crustals, «Springer Tracts. Mod. Phys.», 1975, v. 73, p. 72; 5) Jeffries C. D., Electron-hole condensation in semiconductors, «Science», 1975, v. 189, p. 955; 6) The Electron-hole liquid in semiconductors, in: Solid state physics, v. 32. Advances in research and applications. Ed. H. Ehrenreich: F. Seitz, D. Turnbull, N. Y., 1977; Электронно-дырочная жидкость в полупроводниках, пер. с англ., М., 1980; 7) Electron-hole droplets in semiconductors. Ed. C. D. Jeffries, L. V. Keldysh, Amst.— [a. o.], 1983; Электронно-дырочные капли в полупроводниках, под ред. К. Д. Джеффриса, Л. В. Келдыша, М., 1988; 8) Мурзин В. Н., Субмиллиметровая спектроскопия коллективных и связанных состояний носителей тока в полупроводниках, М., 1985, с. 109.

В. С. Багаев.

ЭЛЕКТРО́ННО-ДЫ́РОЧНЫЙ ПЕРЕХО́Д — то же, что *p—n-переход*.

ЭЛЕКТРО́ННОЕ ЗЕ́РКАЛО — электрич. или магн. система, отражающая пучки электронов и предназначенная либо для получения с помощью таких пучков электронно-оптич. изображений, либо для изменения направления движения электронов. В своей значит. части Э. з.— системы, симметричные относительно нек-рой оси (см. *Электронная и ионная оптика*). Электростатические осесимметричные Э. з. (рис. 1) используют для создания правильных электронно-оптич. изображений объектов. Если последний электрод такого Э. з. сплошной и электроны меняют направление движения непосредственно вблизи его поверхности, то можно получить увеличенное изображение микрорельефа этой поверхности. В зеркальном *электронном микроскопе* используется именно это свойство Э. з. Цилиндрические Э. з. с «двухмерным» (не зависящим от координаты x) электрич. (рис. 2) или магн. полем применяют для изменения направления электронных пучков, причём для электронов, движущихся в ср. плоскости зеркала, угол падения равен углу отражения, аналогично

отражению луча света от оптич. зеркала. Т. н. трансаксиальные Э. з. (рис. 3) отличаются малыми аберрациями в направлении, параллельном ср. плоскости Э. з.

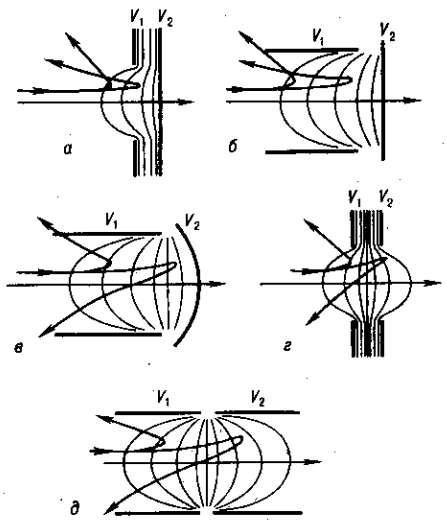


Рис. 1. Осесимметричные двухэлектродные электронные зеркала: V_1 и V_2 — потенциалы электродов. Тонкие линии — сечения эквипотенциальных поверхностей плоскостью рисунка. Линии со стрелками — траектории электронов с разной энергией. Зеркала *а* и *б* всегда рассеивающие. Зеркала *в*, *г* и *д* могут быть как рассеивающими, так и собирающими.

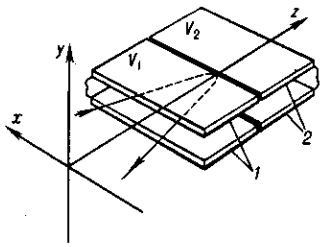


Рис. 2. Электростатическое цилиндрическое электронное зеркало: *1* и *2* — электроды с потенциалами V_1 и V_2.

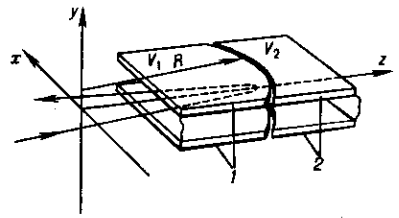


Рис. 3. Электростатическое трансаксиальное электронное зеркало: *1* и *2* — электроды с потенциалами V_1 и V_2; R — радиус кривизны зазора между электродами.

Лит.: Глазер В., Основы электронной оптики, пер. с нем., М., 1957; Кельман В. М., Явор С. Я., Электронная оптика, 3 изд., Л., 1968. *В. М. Кельман, И. В. Родникова.*

ЭЛЕКТРО́ННОЕ ОХЛАЖДЕ́НИЕ — снижение эфф. темп-ры пучка ионов или протонов, циркулирующих в вакуумной камере ускорителя или накопителя, происходящее в результате столкновений с электронами, движущимися вместе с пучком и имеющими меньшую темп-ру. Г. И. Будкер предложил в 1960 использовать Э. о. для уменьшения *эмиттанса* пучков тяжёлых частиц.

Идея метода заключается в следующем. В одном из прямолинейных промежутков вакуумной камеры накопителя, в к-рой циркулирует пучок тяжёлых частиц, напр. протонов, параллельно протонному пучку пропускается интенсивный пучок электронов, имеющих ту же ср. скорость и малый разброс по импульсам (малую темп-ру). На общем участке траектории «горячий» газ протонов обменивается энергией с «холодным» электронным газом в результате кулоновских столкновений и охлаждается. Это ведёт к уменьшению фазового объёма протонного пучка по всем степеням свободы и пучок сжимается. Охлаждение продолжается до тех пор, пока темп-ра протонов не станет равна темп-ре электронного пучка. Установившийся угл. разброс θ_p в протонном пучке оказывается меньше разброса электронов θ_e в $\sqrt{M/m}$ раз: $\theta_p = \sqrt{m/M}\,\theta_e$. Так как θ_e может быть $\sim 10^{-3}$, то угл. разброс для протонов можно понизить до 10^{-5}.

ЭЛЕКТРО́ННОЕ СРОДСТВО́ — см. *Сродство к электрону.*

ЭЛЕКТРО́ННО-ИО́ННАЯ ЭМИ́ССИЯ — испускание ионов поверхностью твёрдого тела при её облучении потоками электронов. Бомбардировка электронами с энергией до неск. кэВ и плотностью тока электронов до 10^{-3} А/см^2 не изменяет атомную структуру поверхности, следовательно, не приводит к эмиссии атомов или ионов. Исключение составляют нек-рые диэлектрич. и полупроводниковые соединения с поляризованной связью атомов. Однако и для металлов энергии электронов достаточно для разрыва связей между поверхностными атомами и частицами (атомами, молекулами), адсорбированными на поверхности (см. *Адсорбция*). Эксперим. определение кол-ва и состава частиц, десорбированных с поверхности материала под воздействием медленных электронов (10—1000 эВ), лежит в основе метода электронно-стимулированной десорбции ионов (ЭСДИ).

Кол-во и заряд частиц, покидающих поверхность при ЭСДИ, зависят от энергии электронов, атомной и электронной структуры поверхности, а также от свойств адсорбированных атомов и молекул. Из-за большого различия масс электронов и ядер прямая передача энергии при их упругих взаимодействиях не приводит к ЭСДИ. Осн. значение в процессах ЭСДИ имеют электронные возбуждения, обусловленные неупругими взаимодействиями первичных электронов и адсорбированных частиц. Переход адсорбированной частицы в возбуждённое состояние не всегда приводит к ЭСДИ. Только при диссоциации молекулы нек-рые из составляющих её частиц получают энергию, достаточную для ЭСДИ. Общее кол-во десорбированных ионов определяется процессами нейтрализации отлетающего иона вблизи поверхности.

Измерения ЭСДИ производят масс-спектрометрич. методами с учётом энергий и направлений выхода ЭСДИ. Энергия десорбируемых ионов содержит информацию об энергии связи, а направление выхода — о направленности связей адсорбированных частиц с атомами поверхности.

Энергия десорбированных ионов не превышает неск. эВ и измеряется с помощью энергоанализаторов. Для определения направления выхода ЭСДИ энергоанализатор поворачивают относительно бомбардируемой электронами поверхности твёрдого тела. Определение кол-ва, массы, энергии и направления выхода десорбированных ионов осуществляется в сверхвысоком вакууме, т. к. сечение ионизации молекул остаточных газов электронным ударом значительно превышает сечение ЭСДИ.

При энергии бомбардирующих электронов более 26 кэВ и плотности тока электронов более 20 А/см^2 наблюдается испускание ионов материала поверхности нек-рых металлов, т. н. высоковольтная Э.-и. э. В основе этого эффекта лежит радиац. смещение атомов металла на нек-рой глубине под поверхностью в зоне макс. поглощения энергии бомбардирующих электронов. При энергии электронов 26,1 кэВ и выше практически независимо от сорта металла зона распространяется на поверхность, что сопровождается эфф. образованием и эмиссией ионов материала поверхности со степенью ионизации, достигающей более 85—90% экстрагируемого вещества поверхности металла. Высоковольтная Э.-и. э. используется для масс-спектрометрич. определения хим. состава сплавов и для изучения

кинетики выделения примесей при плавлении металла (см. *Масс-спектрометр*).

Лит.: Смиян О. Д. [и др.], О некоторых особенностях ионизации вещества при бомбардировке интенсивным электронным пучком, «Радиотехника и электроника», 1972, т. 17, № 7, с. 1465; Моррисон С., Химическая физика поверхности твердого тела, пер. с англ., М., 1980; Черепин В. Т., Васильев М. А., Методы и приборы для анализа поверхности материалов, К., 1982.

В. Т. Черепин.

ЭЛЕКТРО́ННО-КОЛЕБА́ТЕЛЬНОЕ ВЗАИМОДЕ́ЙСТВИЕ — то же, что *вибронное взаимодействие*.

ЭЛЕКТРО́ННО-КОЛЕБА́ТЕЛЬНЫЕ СПЕ́КТРЫ — *молекулярные спектры*, возникающие при одноврем. изменении электронной и колебат. энергий молекулы.

ЭЛЕКТРО́ННО-ЛУЧЕВЫ́Е ПРИБО́РЫ — электронные электровакуумные приборы, в к-рых для индикации, коммутации и др. целей используется поток электронов, сконцентрированный в форме луча или пучка лучей. Э.-л. п., имеющие форму трубки, вытянутой в направлении луча, наз. электронно-лучевыми трубками (ЭЛТ).

Э.-л. п. являются преобразователями информации (сигналов) и по виду преобразования разделяются на следующие группы: преобразующие электрич. сигнал в видимое изображение — приёмные ЭЛТ (осциллографы, телевиз. кинескопы) и индикаторные, используемые в радиолокац. системах и в устройствах вывода информации из ЭВМ; преобразующие видимое изображение в электрич. сигнал — передающие ЭЛТ, используемые для передачи телевиз. изображения (см. *Телевидение*); запоминающие ЭЛТ, предназначенные для записи сигналов и последующего воспроизведения записанной информации в виде электрич. сигналов, оптич. изображения или того и другого. К Э.-л. п. относят также *электронно-оптические преобразователи*, предназначенные для смещения изображения из одной спектральной области в другую с помощью электронного пучка.

Широкое распространение Э.-л. п. имеют благодаря ряду свойств, присущих *электронному пучку*. Наиб. важным является его практическая безынерционность, позволяющая использовать Э.-л. п. для исследования быстропротекающих процессов: с помощью электронного осциллографа можно зарегистрировать раздельно два импульса с интервалом $\lesssim 0{,}1$ мкс. Это свойство объясняется очень малой массой электрона, что позволяет небольшим изменением электрич. поля сообщать электронам очень большие ускорения. Воздействием поперечных электрич. и магн. полей можно практически мгновенно изменять направление движения электронов, отклонять или поворачивать электронный луч — управлять им.

Одним из осн. показателей качества Э.-л. п. является объём информации, преобразуемой без существ. искажений. Макс. объём информации, воспроизводимой на экране приёмной трубки или воспринимаемой мишенью передающей и запоминающей трубки, определяется *разрешающей способностью* прибора. Напр., разрешающая способность *кинескопа* оценивается кол-вом отдельно различимых светящихся строк, укладывающихся на рабочей поверхности экрана. Разрешающая способность, при прочих равных условиях, будет тем выше, чем меньше сечение электронного луча в плоскости приёмника.

В Э.-л. п. можно выделить три осн. конструктивных узла: электронный прожектор, формирующий электронный луч; отклоняющие системы, перемещающие электронный луч в пространстве; экран или мишень, являющиеся приёмником электронов луча.

Электронные прожекторы в зависимости от вида Э.-л. п. формируют электронные пучки с токами от единиц мкА (приёмные ЭЛТ высокого разрешения и передающие телевиз. трубки) до неск. мА (цветные кинескопы с большим экраном) и с энергиями электронов от неск. сотен эВ (миниатюрные осциллографич. трубки) до неск. десятков кэВ (проекционные кинескопы).

В большинстве Э.-л. п. используются пучки круглого сечения, для формирования к-рых применяют осесимметричные электрич. и магн. поля *электронных линз*. Электронно-оптич. система совр. электронных прожекторов содержит две (иногда три и более) электронные линзы. Ближайшая к катоду линза — электростатическая, её поле ускоряет электроны; последующие линзы могут быть электростатическими или магнитными. Целесообразность использования двух линз вытекает из требования получения электронного пучка возможно меньшего сечения.

Ток луча прожекторов невелик, а энергия электронов, определяемая ускоряющим напряжением, достаточно велика, поэтому первеанс ($I/U^{3/2}$) в области формирования луча в большинстве случаев не превышает 10^{-8} А/В$^{3/2}$, что позволяет использовать законы геом. *электронной и ионной оптики*; только в прикатодной области необходимо учитывать *пространственный заряд*.

На рис. 1 приведены электронно-оптические схемы однолинзового *(а)* и двухлинзового *(б)* прожекторов, где О — плоскость отображаемого объекта (катода), И — плоскость изображения (экрана), Л — линзы, r_1 — радиус объекта, r_2 — радиус изображения, γ_1 и γ_2 — апертурные

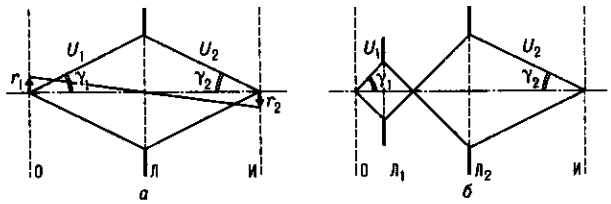


Рис. 1. Электронно-оптические схемы однолинзового (*а*) и двухлинзового (*б*) электронных прожекторов: О — плоскость отображаемого объекта (катода); И — плоскость изображения (экрана); Л — линзы; r_1 и r_2 — радиусы объекта и изображения; γ_1 и γ_2 — апертурные углы со стороны объекта и изображения; U_1 и U_2 — потенциалы в пространствах объекта и изображения.

углы со стороны объекта и изображения. Используя теорему Лагранжа — Гельмгольца $r_1 n_1 \gamma_1 = r_2 n_2 \gamma_2$ и учитывая, что в электронной оптике роль показателей преломления n_1 и n_2 играют $\sqrt{U_1}$ и $\sqrt{U_2}$, для величины изображения имеем

$$r_2 = r_1 \sqrt{U_1}\gamma_1 / \sqrt{U_2}\gamma_2. \qquad (1)$$

Для получения малого радиуса луча r_2 в плоскости экрана необходимо уменьшить числитель и увеличить знаменатель в (1). Уменьшение радиуса катода r_1 приводит к уменьшению тока луча, уменьшение U_1 — потенциала в прикатодной области — к увеличению влияния нач. скоростей электронов, хроматической аберрации линзы и расталкивающего действия пространств. заряда, уменьшение γ_1 — к ограничению тока. Увеличение U_2 ограничено электрич. прочностью прибора и условиями эксплуатации, увеличение γ_2 возможно за счёт уменьшения расстояния от экрана до линзы, при этом ограничивается возможность размещения между линзой и экраном достаточно чувствительной отклоняющей системы; всё это приводит к невозможности получения удовлетворит. результатов при применении однолинзовой формирующей системы.

Применяя двухлинзовую систему, можно уменьшить изображение катода за счёт увеличения γ_2. Кроме того, вторую линзу можно «настроить» так, что на экране изображается не катод, а скрещение (кроссовер) — наименьшее сечение пучка, образующееся между первой линзой и создаваемым ею изображением катода. Теоретич. радиус кроссовера может быть сколь угодно малым, практически же из-за разброса нач. скоростей электронов, кулоновского расталкивания и аберраций линзы кроссовер имеет конечный радиус, но в десятки и сотни раз меньший радиуса катода. Понятие «радиус скрещения» условно, т. к. плотность тока спадает постепенно из-за разброса нач. скоростей электронов. Принято считать радиусом кроссовера расстояние от оси, на к-ром плотность тока $\approx 0{,}1$ от значения на оси. Экспериментально определённый радиус скрещения составляет 10—100 мкм.

Во мн. типах приёмных ЭЛТ, напр. в кинескопах, используют трёхлинзовые прожекторы, в к-рых между первой линзой, формирующей скрещение, и линзой, отображающей скрещение на экране, помещается третья, сравнительно слабая линза, уменьшающая угол расхождения пучка за кроссовером. Это приводит к уменьшению изображения кроссовера и уменьшению диаметра пучка в области отображающей линзы, что уменьшает её геом. аберрации. Совр. прожекторы при токах пучка в неск. мкА позволяют получать светящееся пятно на экране диам. $\lesssim 10$ мкм.

Током пучка управляют, изменяя потенциал диафрагмы, наз. модулятором и расположенной между катодом и ускоряющим электродом (анодом). Три электрода — катод, модулятор и ускоряющий электрод — образуют первую линзу электронного прожектора. Для достаточно эффективного отбора электронов с катода поле, создаваемое ускоряющим электродом, должно доходить до поверхности катода. Изменение потенциала модулятора приводит к изменению тока луча. Управляющее действие модулятора аналогично действию управляющей сетки электронной лампы, но в отличие от последней потенциал модулятора влияет также на величину площади поверхности катода, у к-рой имеется ускоряющее поле. Это приводит к более сильной зависимости тока от напряжения модулятора. График зависимости тока катода (или тока луча) от напряжения модулятора, наз. модуляционной характеристикой прожектора, приближённо описывается параболич. законом с показателем степени $\approx 5/2$.

Первая линза прожектора, ускоряющая электроны, может быть только электростатической, вторая и последующие могут быть электростатическими (иммерсионными или одиночными) или магнитными. Прожекторы, все линзы к-рых являются электростатическими, наз. прожекторами с электростатич. фокусировкой; прожекторы, имеющие хотя бы одну магн. линзу, наз. прожекторами с магн. фокусировкой (рис. 2).

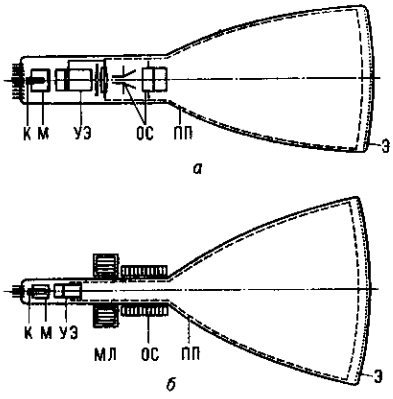


Рис. 2. Схема приёмных ЭЛТ с электростатической (*а*) и магнитной (*б*) фокусировкой и отклонением луча: К — катод; М — модулятор; УЭ — ускоряющий электрод; ОС — отклоняющие системы; МЛ — магнитная линза; ПП — проводящее покрытие; Э — экран.

Отклоняющие системы (ОС). Э.-л. п. должны обеспечивать совмещение электронного луча с любой точкой поверхности экрана или мишени. Это достигается использованием двух отклоняющих элементов, смещающих луч во взаимно перпендикулярных направлениях. ОС должны быть линейными — величина смещения луча в плоскости экрана пропорциональна величине отклоняющего фактора. ОС должны обладать достаточно большой чувствительностью — отклонение луча на заданную величину должно происходить при возможно меньшей величине отклоняющего фактора. ОС не должны заметно нарушать фокусировку — сформированный луч должен отклоняться как одно целое.

Для отклонения луча используют электростатич. и магн. ОС, представляющие собой примерно однородное электрич. или магн. поле, ориентированное по нормали к лучу (поперечное поле). В поперечном электрич. поле электроны луча описывают параболич. траектории, в магнитном — дуги окружности. Угол, на к-рый отклонится луч по выходе из отклоняющего электрич. $\alpha_э$ или магн. $\alpha_м$ поля, определяется выражением

$$\operatorname{tg}\alpha_э = \frac{el}{mv_z^2}E;\ \operatorname{tg}\alpha_м = \frac{el}{mv_z}B, \qquad (2)$$

где l — протяжённость области отклоняющего поля, v_z — скорость электрона при входе в отклоняющее поле, E и B — напряжённость электрического и индукция магнитного полей.

Смещение следа электронного луча (светящегося пятна) на экране, при расстоянии от центра отклонения до экрана L, равно

$$h_э = \frac{lL}{2U_а}E = \frac{lL}{2bU_а}U_{отк};\ h_м = \sqrt{\frac{e}{m}}\frac{lL}{\sqrt{2U_а}}B = k\sqrt{\frac{e}{m}}\frac{lL}{\sqrt{2U_а}}(nI_{отк}), \qquad (3)$$

где b^{-1} и k — коэф. пропорциональности между E и B и отклоняющими факторами — отклоняющим напряжением ($U_{отк}$) электростатич. системы и «ампер-витками» ($nI_{отк}$) магн. системы, $U_а$ — ускоряющее напряжение — разность потенциалов между катодом и выходным электродом прожектора, определяющая скорость электронов при входе в отклоняющую систему. Величины

$$\varepsilon_э = \frac{lL}{2bU_а}\ [\text{мм/В}] \text{ и } \varepsilon_м = k\sqrt{\frac{e}{m}}\frac{lL}{\sqrt{2U_а}}\ [\text{мм/А}\cdot\text{виток}] \qquad (4)$$

наз. чувствительностью по отклонению — отношение величины смещения пятна на экране к величине отклоняющего фактора.

Теоретически ОС могут быть линейными и не нарушать фокусировку, поскольку все электроны луча отклоняются одинаково. Практически из-за наличия полей рассеяния за границами отклоняющих полей, конечного диаметра луча в пространстве отклонения, отличия потенциала в области отклонения от потенциала выходного электрода прожектора, приводящего к изменению скоростей электронов луча при отклонении, реальные системы могут считаться линейными лишь при небольших углах отклонения (~ 10—$15°$ при электростатич. отклонении). При больших углах отклонения линейность нарушается, фокусировка ухудшается, что ведёт к уменьшению разрешающей способности у краёв экрана.

Электростатич. ОС просты по устройству, не требуют затраты энергии на отклонение, имеют очень малые ёмкость и индуктивность, что делает их практически безынерционными вплоть до сотен МГц. Недостаток их — нарушение фокусировки на краях экрана. Магн. ОС более линейны, меньше влияют на фокусировку, но сложны по устройству, требуют затраты энергии для отклонения луча и за счёт большой индуктивности отклоняющих катушек могут использоваться только на сравнительно низких частотах (15—20 кГц). Чувствительность по отклонению у электростатич. систем $\sim U_а^{-1}$, а у магн. систем пропорц. $U_а^{-1/2}$, т. е. повышение ускоряющего напряжения прожектора приводит к существенно меньшему снижению чувствительности магн. отклонения по сравнению с электростатическим.

При очень высоких частотах отклоняющих сигналов даже при использовании электростатич. ОС снижается чувствительность и искажается форма наблюдаемого сигнала. Поэтому для осциллографирования СВЧ-процессов используют ОС с бегущей волной. В этих системах отклонение луча осуществляется полем СВЧ-волны, бегущей вдоль спирали с фазовой скоростью, во столько раз меньшей скорости света, во сколько шаг спирали меньше длины её витка. При ускоряющем напряжении прожектора в неск. кВ можно сформировать луч со скоростью электронов, равной фазовой скорости бегущей волны. При этом электроны луча, проходящего вблизи спирали, будут всё время находиться в одной фазе отклоняющего напряжения, т. е. будет обеспечиваться длит. взаимодействие отклоняющего поля с электронами луча, что позволяет получить удовлетворит. чувствительность при мин. искажениях на частотах до неск. ГГЦ.

Приёмником электронов в Э.-л. п., преобразующих электрич. сигнал в видимое изображение, является экран. Он состоит из подложки, к-рой в большинстве приёмных ЭЛТ является стеклянное дно вакуумной колбы прибора, и нанесённого на неё слоя люминофора, преобразующего кинетич. энергию электронов в световую энергию в видимой части спектра. В ряде приборов поверх слоя люминофора наносится проводящее покрытие — тонкий металлич. слой. Экран должен достаточно эффективно преобразовывать энергию электронов в энергию светового излучения. Эта эффективность характеризуется энергетич. выходом η — отношением энергии излучения к энергии, приносимой на экран электронами луча. Техн. экраны имеют $\eta = 8—10\%$, наиб. эффективные — до 15—20%.

Свойства экранов в осн. определяются типом люминофора, но зависят также от толщины слоя и размеров зерна люминофора, способа нанесения и термич. обработки экрана. Эффективность техн. экранов характеризуют световой отдачей — отношением силы света, излучаемого экраном, к мощности возбуждающего свечение электронного луча. Световая отдача экранов ≈ 15 кд/Вт. Распространённым параметром экрана является яркость свечения:

$$B = Aj(U_a - U_0)^n, \qquad (5)$$

где A — размерный коэф. пропорциональности, j — плотность тока электронного луча, U_a — ускоряющее напряжение, U_0 — мин. ускоряющее напряжение, при к-ром возникает свечение, $n = 1{,}5—2{,}5$.

Яркость экранов небольших осциллографич. трубок составляет неск. кд/м^2, у высоковольтных проекционных кинескопов доходит до 10 кд/м^2. Параболич. зависимость яркости свечения от ускоряющего напряжения сохраняется до очень высоких U_a (> 100 кВ); линейная зависимость от плотности тока луча — только при небольших значениях j (до 0,1—0,2 мА/см^2); при больших значениях плотности тока наблюдается насыщение — рост j не приводит к пропорциональному увеличению яркости.

Большинство люминофоров имеет спектр излучения в виде полос, положение и интенсивность к-рых определяют видимый цвет свечения экрана. Варьируя хим. состав люминофора и вводимые в него примеси, можно получить экран с любым цветом свечения.

При попадании электронов луча на экран свечение возбуждается практически мгновенно ($10^{-8}—10^{-9}$ с), после прекращения электронной бомбардировки яркость спадает постепенно по экспоненц. или гиперболич. закону. Длительность послесвечения экрана ЭЛТ составляет $10^{-5}—10^{-2}$ с, индикаторные трубки с двухслойным люминофором имеют послесвечение до неск. секунд.

Кинетич. энергия электронов пучка идёт на возбуждение свечения, нагревание экрана и на возбуждение вторичной электронной эмиссии, к-рая является единств. механизмом отвода с диэлектрич. экрана заряда, приносимого электронами.

Эмиссионные свойства экрана описываются зависимостью коэф. вторичной эмиссии σ от энергии электронов луча. График этой зависимости имеет пологий максимум, в к-ром $\sigma > 1$; при малых и очень больших энергиях $\sigma < 1$. Значения энергии, при к-рых $\sigma = 1$, определяют критич. потенциалы — первый при малых энергиях (сотни эВ), второй — при больших энергиях (тысячи эВ). Эфф. отвод заряда с экрана возможен лишь при $\sigma \geqslant 1$. При $\sigma < 1$ на экране накапливается отрицат. заряд, при $\sigma > 1$ — положительный. В режиме $\sigma \geqslant 1$ ускоряющее напряжение прожектора лежит в интервале между первым и вторым критич. потенциалами.

Для получения очень больших яркостей свечения применяют высокие ускоряющие напряжения, часто выше второго критич. потенциала экрана. При этом потенциал экрана принудительно поддерживают равным потенциалу выходного электрода прожектора, для чего поверх слоя люминофора наносится тонкий слой алюминия, соединённый с выходным электродом прожектора. Алюминиевый слой к тому же надёжно защищает экран от разрушения ионной бомбардировкой. Поэтому большинство высоковольтных ЭЛТ имеют алюминированные экраны.

В запоминающих и передающих телевиз. трубках приёмником электронов является мишень — слой диэлектрика или полупроводника. В запоминающих трубках электронный луч создаёт на поверхности мишени «потенц. рельеф», характеризующий вводимую информацию. В передающих телевиз. трубках мишень обладает фоточувствительностью и потенц. рельеф создаётся при проецировании на неё оптич. изображения, а пробегающий по мишени электронный луч преобразует потенц. рельеф в последовательность электрич. сигналов.

В зависимости от назначения Э.-л. п. его осн. узлы могут существенно различаться по устройству при сохранении функциональных признаков. Так, напр., в осциллографич. трубках чаще используют электростатич. фокусировку и отклонение, экраны с зелёным цветом и коротким послесвечением; в кинескопах — электростатич. фокусировку и магн. отклонение, алюминированные экраны; в индикаторных трубках — магн. фокусировку и отклонение, длительно светящиеся экраны и т. д.

Конструктивно электронные прожекторы выполняются в виде набора электродов — круговых цилиндров и диафрагм с круглыми отверстиями, располагаемых последовательно вдоль оси прибора. Эти электроды с разл. потенциалами образуют электронно-оптич. систему, формирующую луч. Магн. фокусирующие линзы имеют вид круглых катушек, заключённых в оболочку из ферромагнетика. Электростатич. ОС образуются двумя парами металлич. пластин, во мн. приборах однократно изогнутых. Магн. ОС выполняются в виде двух пар катушек, создающих взаимно перпендикулярные поля.

Электронно-оптич. системы прожекторов и электростатич. ОС располагаются внутри герметичной колбы — оболочки прибора, в к-рой создаётся высокий вакуум ($\leqslant 10^{-6}$ мм рт. ст.). Магн. фокусирующие и отклоняющие системы размещаются снаружи на горловине трубки.

Лит.: Шерстнев Л. Г., Электронная оптика и электронно-лучевые приборы, М., 1971; Жигарев А. А., Шамаева Г. Г., Электронно-лучевые и фотоэлектронные приборы, М., 1982.

А. А. Жигарев.

ЭЛЕКТРО́ННО-ОПТИ́ЧЕСКИЕ АБЕРРА́ЦИИ — искажения электронного изображения, создаваемые электростатич. и магн. линзами (см. *Электронные линзы*). Э.-о. а. по типу искажений аналогичны *аберрациям оптических систем*. См. также *Электронная и ионная оптика*.

ЭЛЕКТРО́ННО-ОПТИ́ЧЕСКИЙ ПРЕОБРАЗОВА́ТЕЛЬ (ЭОП) — электровакуумный прибор для преобразования невидимого глазом изображения объекта (в ИК-, УФ- и рентг. лучах) в видимое и для усиления яркости изображения.

В ЭОП (рис. 1) происходит двойное преобразование изображения: оптич. или рентг. изображение с помощью фотокатода 1 преобразуется в электронное, к-рое далее на люминесцентном экране 3 преобразуется в видимое или в изображение большей яркости. Испускаемые катодом электроны ускоряются электрич. полем 2 и приобретают энергию, достаточную для возбуждения свечения экрана. Так происходит усиление яркости изображения.

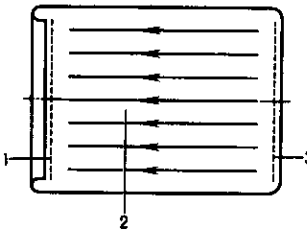


Рис. 1. Схема плоского электронно-оптического преобразователя: 1 — фотокатод; 2 — электрическое поле; 3 — люминесцентный экран.

Спектральные характеристики чувствительности фотокатода и яркости свечения люминесцентного экрана могут иметь максимумы в разл. диапазонах длин волн, поэтому,

в общем случае, происходит перенос изображения из одной спектральной области в другую.

Если электроны, испускаемые отд. малым элементом фотокатода, переносятся электрич. полем на соответствующий малый элемент люминесцентного экрана, то на экране создаётся изображение, состоящее из множества светящихся элементов, геометрически подобное изображению, проецируемому на фотокатод. Поскольку ток с каждого элемента фотокатода пропорционален падающему на него световому потоку, а яркость свечения элементов экрана (при умеренной плотности тока) линейно связана с величиной приходящего на него тока, распределение яркости свечения по экрану достаточно точно воспроизводит распределение освещённости по фотокатоду. Т. о., изображение на экране и по форме и по яркости воспроизводит изображение, проецируемое на фотокатод.

Параметры ЭОП. Осн. параметром ЭОП является коэф. преобразования, или величина усиления светового потока η_Φ, определяемая как отношение светового потока, излучаемого экраном $\Phi_э$, к световому потоку, падающему на фотокатод $\Phi_к$. При чувствительности фотокатода $k_ф$, ускоряющем (анодном) напряжении $U_а$ и световой отдаче экрана $k_э$ коэф. преобразования

$$\eta_\Phi = \Phi_э/\Phi_к = k_ф k_э U_а.$$

ЭОП, используемые для усиления яркости изображения, характеризуются коэф. усиления яркости η_B, определяемым как отношение яркости свечения экрана к освещённости фотокатода и измеряемым в кд/м^2·лк. При одинаковых размерах экрана и фотокатода (переносе изображения в масштабе 1:1) величины коэф. усиления яркости и коэф. преобразования связаны соотношением $\eta_B = \eta_\Phi/\pi$. Для увеличения яркости свечения экрана при тех же значениях параметров $k_ф$, $k_э$, $U_а$ часто используют перенос изображения с уменьшением. Если линейный размер (диаметр) экрана в 1/Г раз (Г — коэф. увеличения) меньше диаметра фотокатода, яркость свечения экрана возрастает в Г^2 раз, т. е. коэф. усиления яркости увеличивается в Г^2 раз (см. *Увеличение оптическое*).

Вторым параметром ЭОП, характеризующим сохранение чёткости изображения, является *разрешающая способность R*. Предел разрешения ЭОП оценивается наибольшим числом чередующихся светлых и тёмных полос (линий) штрихового тест-объекта на 1 мм изображения, видимых раздельно. Единица измерения предела разрешения — пара линий/мм. Качество изображения, создающегося на экране ЭОП, оценивается также сохранением *контраста*, определяемого как отношение разности яркостей наиб. светлых и наиб. тёмных участков изображения к сумме яркостей. При сохранении контраста возможно раздельное видение элементов изображения с незначительно различающимися яркостями.

К параметрам ЭОП относят также отношение сигнал/шум. Шум, наблюдаемый в виде беспорядочных флуктуаций яркости элементов экрана, объясняется статистич. природой выхода электронов из фотокатода и излучения квантов света экраном. При соизмеримости величин сигнала и шума изображение перестаёт быть различимым, поэтому величина шума определяет мин. освещённость объектов, необходимую для их наблюдения с помощью ЭОП.

Типы ЭОП. По способу переноса электронного изображения с фотокатода на люминесцентный экран ЭОП разделяются на три вида: ЭОП с параллельным переносом изображения однородным электростатич. полем (плоские ЭОП), ЭОП с электростатич. фокусировкой и ЭОП с магн. фокусировкой.

Простейшие ЭОП с плоскопараллельными фотокатодом и экраном и переносом изображения однородным электростатич. полем не получили распространения из-за ряда недостатков: сравнительно небольшого коэф. преобразования, недостаточной разрешающей способности, малой контрастности изображения. Увеличение η_Φ и R повышением ускоряющего (анодного) напряжения ограничено возможностью электрич. пробоя и возникновения автоэлектронной эмиссии с катода. Снижение контрастности объясняется оптич. обратной связью: излучение экрана освещает фотокатод, испускаемые катодом электроны возбуждают рассеянное свечение экрана (фон), снижающее контраст.

Наиб. распространение получили ЭОП с электростатич. фокусировкой, у к-рых изображение переносится неоднородным осесимметричным электростатич. полем — полем *электронной линзы*. В этих ЭОП поле иммерсионной (катодной) линзы формируется между фотокатодом и анодом, выполняемым обычно в виде усечённого конуса, обращённого меньшим основанием к катоду; потенциал анода равен потенциалу экрана, расположенного непосредственно за анодом. Линза собирает электроны, испускаемые каждой точкой фотокатода, в узкие пучки, к-рые на экране создают светящееся изображение, геометрически подобное изображению, проецируемому на катод. ЭОП с фокусирующими системами создают достаточно хорошие изображения с разрешением в неск. десятков пар линий/мм. Линза переносит изображение с уменьшением в неск. раз, что увеличивает яркость свечения экрана в $\geqslant 10$ раз; наличие анодного электрода с небольшим отверстием со стороны катода заметно уменьшает оптич. обратную связь, экранируя катод от засвечивания излучением экрана.

Разрешающая способность ЭОП с электростатич. фокусировкой и плоскими катодом и экраном ограничивается аберрациями электронных линз: двумя геометрическими — астигматизмом и искривлением поверхности изображения — и хроматической, вызываемой разбросом скоростей и углов вылета электронов, испускаемых фотокатодом. Уменьшение аберраций диафрагмированием в ЭОП принципиально невозможно, т. к. перенос изображения осуществляется широким электронным пучком, выходящим со всей поверхности катода и воспринимаемым всей поверхностью экрана. Аберрации наиб. заметно снижают предел разрешения на периферийной части экрана, по мере удаления от оси разрешение уменьшается в 10—15 раз. При использовании широких пучков проявляется также *дисторсия*.

Качество изображения улучшилось в ЭОП с фотокатодом и экраном вогнутой формы. Такие ЭОП с искривлёнными поверхностями объекта (катода) и изображения (экрана) позволили получать при $\eta_\Phi \approx (3 \div 5) \cdot 10^2$ предел разрешения до 40—50 пар линий/мм в центре и до 15—20 пар линий/мм у края экрана. Недостатком таких ЭОП являлось неудобство, связанное с необходимостью проецировать изображение на выпуклый фотокатод и рассматривать его на выпуклом экране.

Дальнейшее повышение η_Φ было достигнуто совмещением двух преобразователей в одной вакуумной оболочке. В этих приборах между входным фотокатодом и выходным экраном устанавливается прозрачная перегородка, на одной стороне к-рой (со стороны входного фотокатода) создаётся люминесцентный экран, а на другой (со стороны выходного экрана) — фотокатод, освещаемый через прозрачную перегородку светом, излучаемым внутр. экраном. Такие ЭОП имели $\eta_\Phi \sim 10^4$, предел разрешения до 50 пар линий/мм в центре и до 10—15 пар линий/мм у краёв экрана. Эти ЭОП не нашли широкого распространения из-за технол. трудностей, связанных с необходимостью получения в одном вакуумном объёме двух достаточно эффективных фотокатодов и двух люминесцентных экранов.

ЭОП значительно усовершенствовались с использованием плоско-вогнутых стекловолоконных пластин. Проецируемое на плоскую сторону входной волоконно-оптич. пластины (ВОП) изображение (рис. 2) без искажений переходит на её вогнутую сторону, на к-рой сформирован фотокатод. Электронной линзой изображение переносится на экран, созданный на вогнутой стороне выходной ВОП, а изображение наблюдается на её плоской стороне. Вогнутая форма катода и экрана позволяет перенести изображение с мин. искажениями. Однокамерные ЭОП с ВОП на входе и выходе наз. модульными ЭОП (модули) и широко используются в приборах ночного видения. Возможно создание двух- и трёхмодульных ЭОП, в к-рых плоская сторона выходной ВОП первого модуля *оптическим кон-*

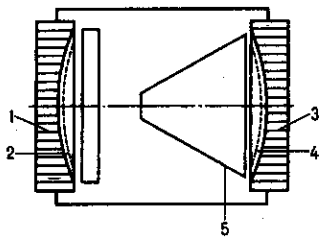


Рис. 2. Схема ЭОП с электростатической фокусировкой: 1 — входная волоконно-оптическая пластина (ВОП); 2 — фотокатод; 3 — выходная ВОП; 4 — экран; 5 — анод.

тактом соединяется с входной ВОП второго модуля. Двухмодульные ЭОП обеспечивают усиление яркости до $(4-6)\cdot 10^3$ кд/м$^2\cdot$лк при разрешении в центре экрана до 50 пар линий/мм и до 25—30 пар линий/мм у краёв экрана. При таких усилениях возможна регистрация вылета из фотокатода отд. электронов, поэтому дальнейшее усиление яркости нецелесообразно, т. к. не расширяет объёма преобразуемой информации.

Наряду с усовершенствованием ЭОП с электростатич. фокусировкой совершенствовались плоские приборы. Особенно высокие параметры получены у плоских ЭОП (рис. 3), в к-рых перенос изображения с катода на экран осуществляется канальным вторичным электронным умножителем — микроканальной пластиной (МКП). Микроканальные пластины, изготавливаемые из стекла с высоким коэф. вторичной эмиссии, усиливают проходящий сквозь каналы электронный поток в $\sim 10^3$ раз. За счёт усиления в МКП общий коэф. преобразования ЭОП достигает $(20—25)\cdot 10^3$ при разрешении до 40 пар линий/мм.

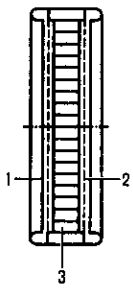


Рис. 3. Схема ЭОП с микроканальной пластиной: 1 — фотокатод; 2 — экран; 3 — микроканальная пластина.

ЭОП с магн. фокусировкой не получили широкого распространения из-за громоздкости и большого веса магн. фокусирующих систем.

Рентг. ЭОП (РЭОП) существенно отличаются от оптических. В них происходит трёхкратное преобразование изображения: оптич. изображение, получаемое на первичном люминесцентном экране за счёт рентг. лучей, прошедших сквозь исследуемый объект, возбуждает фотоэлектронную эмиссию фотокатода; электронное изображение электрич. полем переносится на выходной люминесцентный экран, возбуждая его свечение. Первичный люминесцентный экран формируется на тонкой прозрачной плёнке, на обратной стороне к-рой создаётся фотокатод, что обеспечивает перенос изображения с первичного экрана на фотокатод с мин. искажениями. Электронное изображение с фотокатода переносится на экран с десятикратным уменьшением. Общее усиление в РЭОП достигает неск. тысяч кд/м$^2\cdot$лк.

В нек-рых типах ЭОП изображение регистрируется матрицей из электроночувствит. элементов (в количестве 10—100), используемой вместо люминесцентного экрана.

ЭОП применяются в ИК-технике, спектроскопии, медицине, ядерной физике, телевидении, для преобразования УЗ-изображения в видимое (см. *Визуализация звуковых полей*).

Лит.: Козелкин В. В., Усольцев И. Ф., Основы инфракрасной техники, 3 изд., М., 1985; Зайдель И. Н., Куренков Г. И., Электронно-оптические преобразователи, М., 1970.

А. А. Жигарев.

ЭЛЕКТРО́ННО-ФОНО́ННОЕ ВЗАИМОДЕ́ЙСТВИЕ — см. *Электрон-фононное взаимодействие.*

ЭЛЕКТРО́ННО-ФОТО́ННЫЕ ЛИ́ВНИ (электромагнитные каскады, электронно-фотонные лавины) — группы генетически связанных частиц, обусловленные многократными последовательными актами взаимодействия электронов и фотонов высоких энергий с веществом. Электрон достаточно высокой энергии $\mathscr{E}_0$, попадая на слой вещества, испускает фотон (см. *Тормозное излучение*), к-рый в дальнейшем способен породить электрон-позитронную пару (см. *Рождение пар*) или испытать комптоновское рассеяние (см. *Комптона эффект, Гамма-излучение*). Компоненты пары вновь испускают тормозные фотоны и т. д. Процесс «размножения» частиц лавинообразно нарастает до тех пор, пока ср. энергия родившихся частиц не упадёт до критич. энергии ε (табл.), ниже к-рой *ионизационные потери* энергии преобладают над потерями на тормозное излучение (*радиационными потерями*). После достижения максимума числа частиц, к-рое пропорционально $\mathscr{E}_0/\varepsilon$, лавина начинает затухать из-за поглощения частиц за счёт ионизац. потерь.

Вещество	Z	t_0, г/см^2	ε, МэВ
H_2	1	61,28	251
C	6	42,70	74,5
Al	13	24,01	38,8
Cu	29	12,86	18,04
Pb	82	6,37	7,4
U	92	6,00	6,5
Воздух	(20° С, 1 атм)	36,66	67
Вода		36,08	71,8
Ядерная эмульсия		11,4	16,4

Аналогичные лавины порождаются фотонами с энергией $\mathscr{E}_0 > 2m_e c^2$, где m_e — масса электрона, а также более тяжёлыми заряж. частицами, напр. *мюонами*, создающими тормозные фотоны или порождающими электрон-позитронные пары. Однако для тяжёлых (массивных) частиц сечения соответствующих процессов малы. Напр., сечение тормозного излучения обратно пропорционально квадрату массы m частицы: $(m_e/m)^2$.

Помимо продольного развития лавина расплывается в поперечном направлении из-за многократного кулоновского рассеяния электронов, причём поперечный размер Э.-ф. л. много меньше продольного.

Как продольное, так и поперечное развитие Э.-ф. л., резко зависит от ат. номера Z вещества. Однако если ввести спец. масштаб, то свойства Э.-ф. л. в разл. веществах становятся близкими. Такими характерными переменными являются радиационная, или лавинная, единица длины t_0 (табл.) и т. н. мольеровский радиус $r_0 = (\mathscr{E}_s/\varepsilon)t_0$ ($\mathscr{E}_s = 21$ МэВ), определяющий среднеквадратичный радиус ливня $\sqrt{\langle r^2\rangle} \sim r_0$ и среднеквадратичный угол рассеяния $\sqrt{\langle\theta^2\rangle} \sim 0{,}7\,(\mathscr{E}_s/\mathscr{E})\sqrt{t}$ для частиц с энергией $\mathscr{E}$ или $0{,}7\,(\mathscr{E}_s/\varepsilon)\sqrt{t}$ для полного числа частиц вблизи максимума ливня и на бо́льших глубинах t.

Каскадная теория. Теоретич. описание ливня состоит в нахождении числа электронов и фотонов с энергией $\mathscr{E}$ на глубине t, т. е. ф-ций $\mathscr{P}(\mathscr{E}_0, \mathscr{E}, t, \theta)$ и $\Gamma(\mathscr{E}_0, \mathscr{E}, t, \theta)$. Для практич. целей часто достаточно знать зависимость ср. числа частиц от глубины, независимо от их угл. распределения, т. н. каскадную кривую. Эта кривая вычисляется путём решения кинетич. ур-ний

$$\frac{\partial \mathscr{P}}{\partial t} = 2\int_{\mathscr{E}}^{\mathscr{E}_0} \Gamma(t,\mathscr{E}',\mathscr{E}_0) W_p(\mathscr{E}',\mathscr{E})\,d\mathscr{E}' + \int_{\mathscr{E}}^{\mathscr{E}_0} \mathscr{P}(t,\mathscr{E}',\mathscr{E}_0) W_e(\mathscr{E}',\mathscr{E}'-\mathscr{E})\,d\mathscr{E}' - \int_0^{\mathscr{E}} \mathscr{P}(t,\mathscr{E},\mathscr{E}_0) W_e(\mathscr{E},\mathscr{E}')\,d\mathscr{E}' - \varepsilon\frac{\partial \mathscr{P}(t,\mathscr{E},\mathscr{E}_0)}{\partial \mathscr{E}}; \quad (1)$$

$$\frac{\partial \Gamma}{\partial t} = \int_{\mathscr{E}}^{\mathscr{E}_0} \mathscr{P}(t,\mathscr{E}',\mathscr{E}_0) W_e(\mathscr{E}',\mathscr{E})\,d\mathscr{E}' - \int_0^{\mathscr{E}} \Gamma(t,\mathscr{E},\mathscr{E}_0) W_p(\mathscr{E},\mathscr{E}')\,d\mathscr{E}'. \quad (2)$$

Здесь $W_e(\mathscr{E}',\mathscr{E})$ и $W_p(\mathscr{E}',\mathscr{E})$ — соответственно вероятности процессов тормозного излучения и рождения пар фотонами, а член $\varepsilon\partial\mathscr{P}/\partial\mathscr{E}$ описывает ионизац. потери.

Простейший путь решения ур-ний (2) основан на предположении о независимости W_e и W_p от энергии и отсутствии ионизац. потерь. В этом случае методом функциональных преобразований может быть найдено аналитич. решение в виде $N(t, \mathscr{E}, \mathscr{E}_0)$. Получаемый результат справедлив лишь в области энергий $\mathscr{E} \gg 68Z^{-1/3}$ МэВ (условие полного экранирования) и $\mathscr{E} \gg \varepsilon$. В параметрич. форме выражение для ф-ции $N(t, \mathscr{E}, \mathscr{E}_0)$ имеет вид

$$N(\mathscr{E}, \mathscr{E}_0, t) = \frac{[H(s)/s](\mathscr{E}_0/\mathscr{E})^s \exp[\lambda(s)t]}{\sqrt{2\pi\lambda''(s)t}}; \quad (3)$$

$$\lambda'(s)t + \ln(\mathscr{E}_0/\mathscr{E}) = 0. \quad (4)$$

Параметр s наз. возрастом ливня. При $t=0$ $s=0$, в максимуме каскада $s \approx 1$, за максимумом $s > 1$.

Из (3) следует, что спектр электронов степенной и зависит только от отношения $(\mathscr{E}/\mathscr{E}_0)$. Решения ур-ний (2) с учётом ионизац. потерь при постоянных W_e и W_p для лёгких веществ позволяют найти полное число частиц с энергией $\mathscr{E} > 0$. Для максимума каскадной кривой на рис. 1 число частиц

$$N_{\text{макс}}(\mathscr{E}_0, 0, t_{\text{макс}}) = 0{,}3(\mathscr{E}_0/\varepsilon)/\sqrt{\ln(\mathscr{E}_0/\varepsilon)}, \quad (5)$$

$$t_{\text{макс}} = 1{,}01 \ln(\mathscr{E}_0/\varepsilon).$$

В максимуме ливня спектр вторичных частиц имеет вид $N(t_{\text{макс}}, \mathscr{E}, \mathscr{E}_0) \sim \mathscr{E}_0/\mathscr{E}$. Равновесный спектр $\mathscr{P}(\mathscr{E}) = \int_0^\infty \mathscr{P}(t, \mathscr{E})\,dt$ близок по форме к спектру в максимуме ливня.

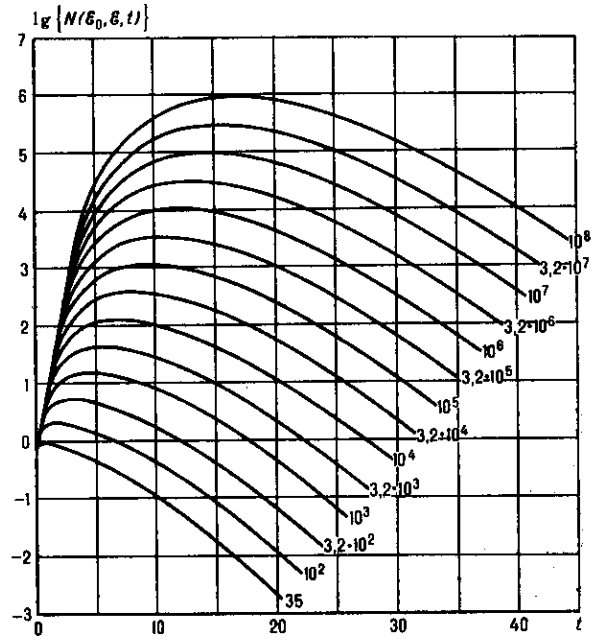


Рис. 1. Каскадные кривые в Pb для первичного фотона при различных первичных энергиях (в МэВ) и $\mathscr{E} = 0$.

Ливни в тяжёлых веществах. В тяжёлых веществах (большие Z) образование вторичных частиц особенно эффективно (т. к. мала критич. энергия ε и велико значение $\mathscr{E}_0/\varepsilon$). Однако решение задачи затруднительно, т. к. при малых ε сечение поглощения фотонов в тяжёлых веществах сильно зависит от энергии. Необходимо также учитывать рассеяние частиц. При относительно невысоких энергиях $\mathscr{E}_0$ для определения $\mathscr{P}(t, \mathscr{E})$ и $\Gamma(t, \mathscr{E})$ пользуются т. н. методом статистич. испытаний. Разработаны также приближённые методы, позволяющие получить результаты при высоких энергиях первичных частиц $\mathscr{E}_0$. Качественно решение имеет вид, аналогичный (3, 4), однако при одном и том же значении $(\mathscr{E}_0/\varepsilon)$ число частиц в максимуме каскада в 2—3 раза меньше, чем для лёгких элементов, и каскад поглощается медленней, т. е. растягивается в глубину. Поглощение каскада определяется фотонами с энергией, соответствующей минимуму поглощения.

Площадь под каскадной кривой во всех случаях постоянна и равна $\int_0^\infty N(t, 0)\,dt = \mathscr{E}_0/\varepsilon$. Это выражение используется при определении энергии фотонов и электронов высокой энергии в *ионизационных калориметрах*. Среднеквадратичный угол рассеяния $\langle\theta\rangle$ частиц в максимуме каскада велик, так что значит. часть частиц движется в обратном направлении.

В тяжёлых веществах при энергиях $\mathscr{E}_0 > 10$ ТэВ начинает сказываться т. н. эффект Ландау — Померанчука — Мигдала, к-рый приводит к уменьшению числа частиц в максимуме лавины, смещению максимума к бóльшим глубинам t и замедлению поглощения каскада. Этот эффект связан с тем, что при увеличении энергии растёт эфф. радиус взаимодействия частиц и необходимо учитывать коллективные эффекты.

Пространственное распределение частиц, т. е. зависимость числа частиц от расстояния до оси ливня (продолжение траектории первичной частицы), может быть найдено по максимуму числа частиц в поперечных плоскостях при разных t. Изучение пространств. распределения имеет важное значение при исследовании *широких атмосферных ливней*. Пространств. распределение зависит от возраста Э.-ф. л. В первом приближении $N \sim r^{s-2}$. Пространств. распределение электронов N_e в Pb и Cu при $\mathscr{E}_0 = 6$ ГэВ показано на рис. 2.

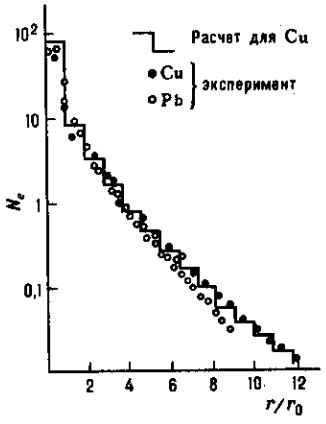


Рис. 2. Пространственное распределение частиц (N_e в произвольных единицах) в ливне при $\mathscr{E}_0 = 6$ ГэВ.

Вблизи оси Э.-ф. л. число электронов в круге радиусом r при $r \ll t_0$ зависит только от произведения $\mathscr{E}_0 r$ и не зависит от $\mathscr{E}$. Это является следствием однородности ф-ции $\mathscr{P}(\mathscr{E}_0/\mathscr{E}, t)$. Расстояние, на к-рое отходит электрон от оси ливня, определяется кулоновским рассеянием на пути, равном t_0: $r \sim \langle\theta\rangle \sim \mathscr{E}_s/\mathscr{E}$, т. е. $\mathscr{P}(\mathscr{E}_0/\mathscr{E}, t) = \mathscr{P}(\mathscr{E}_0 r/\mathscr{E}_s, t)$. Это свойство пространств. распределения используется для определения энергии фотонов в *рентгеноэмульсионных камерах*.

Слоистые среды. В этом случае возникают т. н. переходные эффекты, приводящие к значит. (в неск. раз) уменьшению числа частиц при переходе из тяжёлых веществ в лёгкие. Это обусловлено тем, что в развитом каскаде ср. энергия частиц близка к критической ε. В лёгких веществах ε больше, чем в тяжёлых. Поэтому при переходе Э.-ф. л. из тяжёлого вещества в лёгкие ср. энергия частиц возрастает. Это возможно только из-за поглощения частиц малой энергии. Уменьшение числа частиц начинает сказываться и перед границей раздела, т. к. из-за многократного рассеяния часть частиц движется в обратном направлении (рис. 3). Переходные эффекты играют большую роль в калориметрич. установках, где используются комбинации Cu, Pb или U и пластич. сцинтилляторов.

Реальные Э.-ф. л. подвержены флуктуациям. Если бы все частицы ливня были независимы, то флуктуации были бы пуассоновскими с дисперсией $\sigma \sim \langle N_e \rangle$. Существование

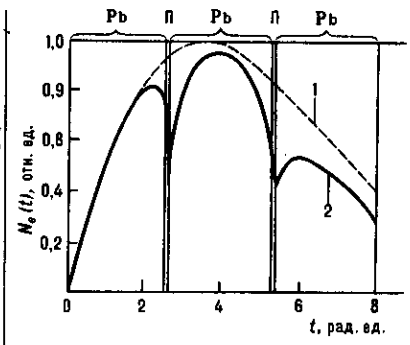


Рис. 3. Влияние переходных эффектов в слоистом веществе (Pb — пластик П): 1 — каскадная кривая в однородном поглотителе из Pb; 2 — каскадная кривая в слоистой среде.

корреляций увеличивает флуктуации. На рис. 4 представлена зависимость относит. дисперсии от глубины, полученная в экспериментах с космич. лучами.

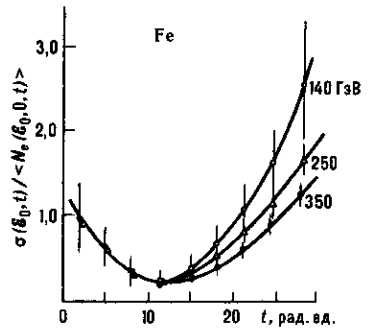


Рис. 4. Флуктуации электронно-фотонных каскадов при разных $\mathscr{E}_0$ в Fe.

Лит.: Беленький С. З., Лавинные процессы в космических лучах, М.—Л., 1948; Росси Б., Частицы больших энергий, пер. с англ., М., 1955; Мигдал А. Б., Тормозное излучение и образование пар при больших энергиях в конденсированной среде, «ЖЭТФ», 1957, т. 32, с. 633; Иваненко И. П., Электромагнитные каскадные процессы, М., 1972; Иваненко И. П., Роганова Т. М., Каскадные ливни, вызываемые частицами сверхвысоких энергий, М., 1983.

В. С. Мурзин.

ЭЛЕКТРО́ННО-Я́ДЕРНЫЕ ЛИ́ВНИ (проникающие ливни, мезонные ливни, струи, звёзды) — поток генетически связанных *адронов* и электронов, возникающий в результате взаимодействия адрона или *лептона* высокой энергии ($\mathscr{E} > 10^9$ эВ) с нуклонами или ядрами. Открыты в 40-х гг. 20 в. при изучении взаимодействий космич. частиц с ядрами с помощью *Вильсона камеры* и *ядерных фотографических эмульсий*. Детально изучены в экспериментах на *ускорителях заряженных частиц* с помощью электронных *детекторов* и *пузырьковых камер* (рис. 1).

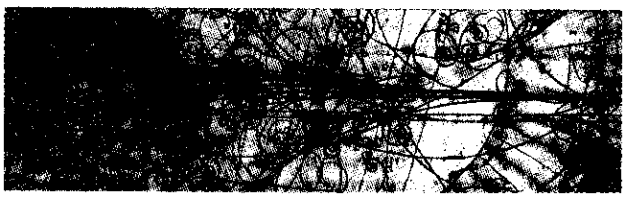


Рис. 1. Электронно-ядерный ливень, зарегистрированный в пузырьковой камере. Стрелкой отмечено начало ливня.

В результате взаимодействия адронов с нуклонами или ядрами происходит множественное рождение *мезонов* (если энергия столкновения достаточна), в т. ч. нейтральных *пи-мезонов*, η-мезонов и др., распадающихся с испусканием фотонов практически в точке взаимодействия. Фотоны сравнительно быстро конвертируются в электрон-позитронную пару и дают начало *электронно-фотонному ливню*. Т. о., в результате взаимодействия наряду с мезонами (проникающая компонента) появляются электроны и фотоны (смешанный ливень). При очень высоких энергиях (>1 ТэВ) рождённые частицы вылетают в виде узкого пучка — струи. Сечение образования Э.-я. л. (сечение неупругого взаимодействия) σ близко к геометрич. сечению нуклонов и ядер. При энергиях первичных частиц $\mathscr{E}_0 > 30$ ГэВ сечения σ растут пропорционально $\ln^2 \mathscr{E}_0$. В протон-протонных столкновениях в интервале энергий от 30 до $1{,}5 \cdot 10^5$ ГэВ сечение меняется от 30 до 55 мб. Для взаимодействий адронов с ядрами σ зависит от массового числа A: $\sigma \sim A^{\alpha}$, где $\alpha \sim 0{,}7 \div 0{,}8$.

Одной из важных особенностей Э.-я. л. является множественное рождение частиц (см. *Множественные процессы*), причём $^1/_3$ от полного числа рождённых пионов составляют нейтральные пионы, дающие после распада начало электронно-фотонному каскаду.

Доля энергии, уносимая дочерними частицами, достигает в среднем в нуклон-нуклонных взаимодействиях 50%, причём 25—30% от этого значения составляет энергия нейтральных пионов π^0. Остальную энергию (≈50%) сохраняет частица той же природы, что и первичная, или близкая к ней по кварковому составу (напр., протон, нейтрон, гиперон, Δ-резонанс и др. в случае первичного протона). Такие частицы наз. лидирующими. Они имеют широкий спектр (рис. 2). Вызывая развитие электронно-ядерных каскадов в веществе, лидирующие частицы увеличивают проникающую способность адронов (рис. 3).

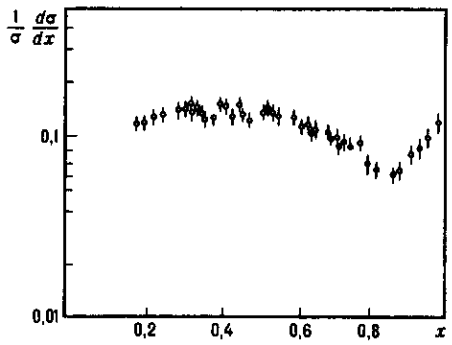


Рис. 2. Спектр лидирующих протонов в протон-протонном столкновении при энергии 200 ГэВ; x — отношение энергии лидирующего протона к энергии первичного протона.

В атмосфере Земли Э.-я. л., создаваемые первичными космич. адронами, образуют все вторичные компоненты космич. лучей: электронно-фотонную из-за распада π^0, мюонную и нейтринную из-за распада заряж. пионов и каонов, адронную в результате переноса энергии в глубь атмосферы лидирующими частицами.

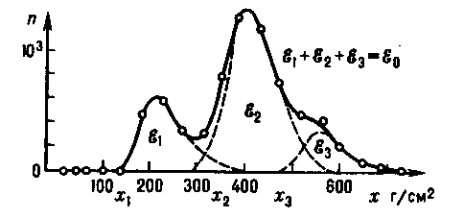


Рис. 3. Электронно-ядерный каскад, зарегистрированный в ионизационном калориметре из Fe, и его возможная интерпретация как цепь последовательных столкновений; $x = \rho l$, где l — толщина вещества в калориметре, ρ — плотность вещества. По оси ординат отложено число частиц (в основном электронов); энергия первичной частицы $\mathscr{E} \sim 500$ ГэВ.

При энергиях выше 10^6 ГэВ космич. адроны рождают в атмосфере гигантские Э.-я. л., наз. *широкими атмосферными ливнями*. Теоретич. описание Э.-я. л. основано на кварковых, кварк-партонных и др. моделях. Эти модели

позволяют описать качеств., а иногда и количеств. особенности Э.-я. л. (см. *Квантовая хромодинамика*).

Лит.: Никитин Ю. П., Розенталь И. Л., Теория множественных процессов, М., 1976; Гришин В. Г., Инклюзивные процессы в адронных взаимодействиях при высоких энергиях, М., 1982; Мурзин В. С., Сарычева Л. И., Физика адронных процессов, М., 1986. *В. С. Мурзин.*

ЭЛЕКТРО́ННЫЕ ЛА́МПЫ — электровакуумные приборы, в к-рых поток свободных электронов, эмитируемых *термоэлектронным катодом*, движется в высоком вакууме и управляется по плотности и направлению движения с помощью электрич. полей, создаваемых потенциалами на электродах прибора. Э. л. используются для выпрямления перем. тока (диоды — простейшие двухэлектродные лампы, в к-рых анодный ток управляется электрич. полем анода), генерирования, усиления и преобразования эл.-магн. колебаний (сеточные многоэлектродные Э. л., где управление электронным потоком осуществляется гл. обр. с помощью сеток).

Работа Э. л. основана на физ. особенностях их вольт-амперных характеристик (ВАХ) — зависимости силы тока от потенциалов соответствующих электродов.

Теоретическая ВАХ диода, катод и анод к-рого изготовлены из одинакового материала, имеет вид, представленный на рис. 1 (реальные характеристики диода не имеют принципиальных отличий от теоретической). На этой характеристике различают два участка: I — область объёмного электронного заряда, где зависимость анодного тока i_a от анодного потенциала U_a определяется *Ленгмюра формулой*:

$$i_a \approx C U_a^{3/2}, \qquad (1)$$

и II — область токов насыщения, где зависимость i_a от U_a даётся выражением:

$$i_a = i \exp\left(\frac{e^{3/2}\sqrt{\beta U_a}}{kT}\right), \qquad (2)$$

где i — ток эмиссии катода, e — заряд электрона. Коэффициенты C и β в ф-лах (1) и (2) зависят от размеров межэлектродного промежутка и конструкции электродов.

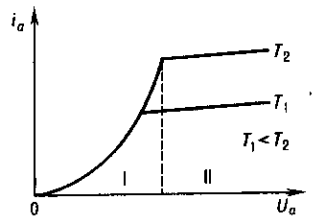


Рис. 1. Теоретическая вольт-амперная характеристика диода при двух различных температурах (T_1 и T_2) катода: I — область объёмного электронного заряда; II — область токов насыщения.

В области насыщения сила тока i_a в диоде очень слабо зависит от потенциала анода U_a (см. *Шоттки эффект*), и поэтому этот участок характеристики не представляет практического интереса для целей управления анодным током с помощью анодного потенциала. Область токов насыщения используется для выпрямления перем. тока.

Практически важный интерес имеет область объёмного электронного заряда с ярко выраженной зависимостью i_a от U_a. Все сеточные Э. л. — триоды, тетроды, пентоды, гексоды, гептоды, октоды (названия даны по числу электродов соответствующих Э. л.) — работают в области объёмного заряда, где колебания темп-ры катода в пределах от T_1 до T_2 (рис. 1) не изменяют положения ВАХ, а сказываются лишь на значениях токов насыщения. Впервые свойства ВАХ в области объёмного электронного заряда были реализованы в трёхэлектродной лампе (триоде) как для усиления, так и для генерирования эл.-магн. колебаний.

Конструктивно триод отличается от диода тем, что в межэлектродное пространство последнего вблизи катода вводят третий управляющий электрод — сетку, проницаемую для электронного потока, движущегося с катода на анод. Такой триод с потенциалом на управляющей сетке U_c, а на аноде — U_a можно рассматривать как эквивалентный диод с действующим анодным потенциалом $U_д = U_c + DU_a$ и вольт-амперной характеристикой, определяемой в области объёмного электронного заряда зависимостью

$$i_a = C U_д^{3/2} = C(U_c + D U_a)^{3/2}, \qquad (3)$$

где D — проницаемость триода.

Наличие сетки в триоде открывает возможности более эфф. управления анодным током по сравнению с диодом. Если последний имеет единственную ВАХ в режиме объёмного электронного заряда, то триод — целые семейства как анодно-сеточных (рис. 2), так и анодных характеристик (рис. 3).

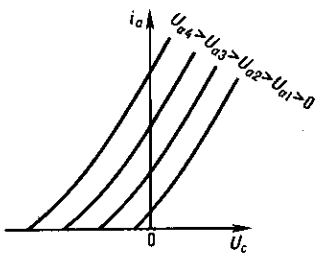


Рис. 2. Семейство анодно-сеточных характеристик триода.

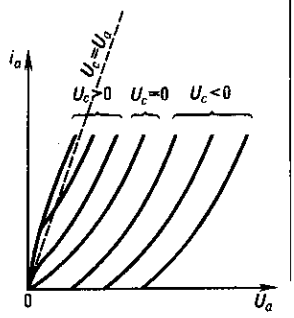


Рис. 3. Семейство анодных характеристик триода.

Триод заданной конструкции характеризуется следующими параметрами:

крутизной ВАХ $S = \left(\frac{\Delta i_a}{\Delta U_c}\right)_{U_a = \text{const}}$,

внутр. сопротивлением $R_i = \left(\frac{\Delta U_a}{\Delta i_a}\right)_{U_c = \text{const}}$,

коэф. усиления $\mu = \left(\frac{\Delta U_a}{\Delta U_c}\right)_{i_a = \text{const}}$.

Параметры триода связаны простым соотношением $\mu = SR_i$, называемым внутренним уравнением триода, к-рое соответствует его характеристикам в стационарном режиме работы, без нагрузки в его анодной и сеточных цепях.

Усилит. свойства триода наиб. ярко проявляются при подаче на его сетку перем. напряжения $\tilde{U}_c$ небольшой амплитуды. При этом даже слабые изменения потенциала сетки вызывают заметные изменения анодного тока i_a и соответствующие изменения полезной перем. мощности $\tilde{P}_a$, выделяемой в нагрузке R_a анодной цепи: $\tilde{P}_a = \tilde{i}_a^2 R_a$ или $\tilde{P}_a = \tilde{i}_a \tilde{U}_a$, где $\tilde{U}_a = \tilde{i}_a R_a$. Работа триода в режиме генерирования колебаний характеризуется наличием в анодной цепи колебат. контура (ёмкостей и индуктивностей), генерирующего эл.-магн. колебания, при этом уровень выходной мощности намного выше, чем в режиме усиления.

В тетроде, равно как и в др. многосеточных Э. л., выполняется закон трёх вторых в виде $\bar{i}_a = C U_д^{3/2}$, где $\bar{i}_a$ — суммарный ток, отбираемый в цепи всех электродов ламп из области объёмного электронного заряда, а $U_д = U_{c1} + DU_{c2} + D_1 D_2 U_a$, где, в свою очередь, D_1 и D_2 — проницаемости первой (управляющей) и второй (экранирующей) сеток тетрода. Введение второй сетки в тетроде позволяет повысить крутизну его характеристики и, следовательно, коэф. усиления прибора. Однако в тетроде, экранирующая сетка к-рого имеет положит. потенциал, близкий по своему значению к анодному, очень сильно проявляется динатронный эффект — вторичная электронная эмиссия с анода на экранирующую сетку, ток к-рой нарушает работу прибора. Для устранения этого эффекта в пространство между экранирующей сеткой и анодом вводится дополнительная третья сетка — защитная (антидинатронная) с потенциалом катода. В таком приборе —

пентоде — устраняется влияние динатронного эффекта и сохраняется высокое значение коэф. усиления. Устранение динатронного эффекта возможно также в лучевых тетродах. В таких приборах с конструктивными особенностями экранирующей сетки поток электронов с катода разбивается на ряд лучей с высокой плотностью объёмного электронного заряда вблизи анода, что препятствует потоку вторичных электронов на экранирующую сетку. Параметры тетрода и пентода, определяемые при пост. потенциалах сеток (экранирующей для тетрода, экранирующей и защитной для пентода), соответствуют, как и в случае триода, внутр. ур-нию лампы в виде $\mu = SR_i$.

С целью практической реализации принципа супергетеродинного усиления в радиоприёмной аппаратуре (см. *Супергетеродин*, *Радиоприёмные устройства*) были разработаны спец. многоэлектродные Э. л., из к-рых можно выделить две группы: смесительные (гексод — шестиэлектродная лампа), служащие только для смешения частот, и преобразовательные (гептод — семиэлектродная лампа и октод — восьмиэлектродная), в к-рых гетеродин и смеситель объединены в одном баллоне. К спец. Э. л. относятся также комбинированные их варианты, состоящие из двух и более систем электродов: двойные триоды, диод-триод, триод-пентод, триод-гексод и др.

Разработана целая серия широкополосных усилительных Э. л., к-рые используются в электронной аппаратуре для усиления импульсных сигналов, имеющих очень широкий частотный спектр. Для детектирования, усиления и измерения слабых токов (на уровне $\sim 10^{-17}$ А) применяются электрометрич. Э. л. с высоким входным сопротивлением. Такие лампы дают усиление по току в сотни миллионов раз. Э. л. со спец. характеристиками используются в аналоговых счётно-решающих устройствах, в системах автоматич. регулирования, в быстродействующих амплитудных дискриминаторах и др.

Исследования Т. Эдисона, Дж. Флеминга, Л. Де Фореста, А. Мейснера, В. Шоттки, И. Ленгмюра, С. А. Богуславского, М. А. Бонч-Бруевича и мн. др. изобретателей и учёных привели к открытию Э. л. и созданию их теории.

В 1-й пол. 20 в. Э. л. оказали решающее влияние на развитие мн. отраслей науки и промышленности. На их основе возникли радиосвязь, радиовещание, телевидение, радиолокация, ЭВМ первого поколения и др. В связи с развитием твердотельной электроники функции приёма и усиления эл.-магн. колебаний перешли от Э. л. к их твердотельным аналогам. Однако функции генерирования радиочастотных колебаний повыш. мощности остались за генераторными Э. л., выполненными в металлокерамич. оболочке, с охлаждаемыми анодами и др. конструктивными особенностями.

Лит.: Царев Б. М., Расчет и конструирование электронных ламп, 3 изд., М., 1967; Кацман Ю. А., Электронные лампы. Теория, основы расчета и проектирования, 3 изд., М., 1979; Клейнер Э. Ю., Основы теории электронных ламп, М., 1974; Морозова И. Г., Физика электронных приборов, М., 1980.

Б. В. Бондаренко, В. И. Макуха.

ЭЛЕКТРО́ННЫЕ ЛИ́НЗЫ — устройства, создающие магн. или электрич. поля для фокусировки *электронных пучков*, их формирования и получения электронно-оптич. изображений (аналогичные устройства для ионных пучков наз. ионными линзами). Их классифицируют по типу поля (магнитные, электростатические), по виду симметрии (осесимметричные, цилиндрические, квадрупольные и др.) и по др. характерным признакам.

Магнитные Э. л. по способу возбуждения магн. поля делятся на электромагнитные и магнитостатические. Эл.-магн. панцирная (бронированная) линза (рис. 1, *а*) состоит из обмотки *1*, по к-рой протекает ток, возбуждающий фокусирующее магн. поле в межполюсном зазоре *3* (щели) линзы, магнитопровода *2*, окружающего обмотку (создаёт панцирь, откуда и название), и полюсного наконечника *4*. Последний изготовляется из магнитомягких сплавов с большой индукцией насыщения и применяется в линзах с большой *оптической силой* (малым фокусным расстоянием). Фокусировка пучка производится регулированием тока возбуждения, стабильность к-рого должна

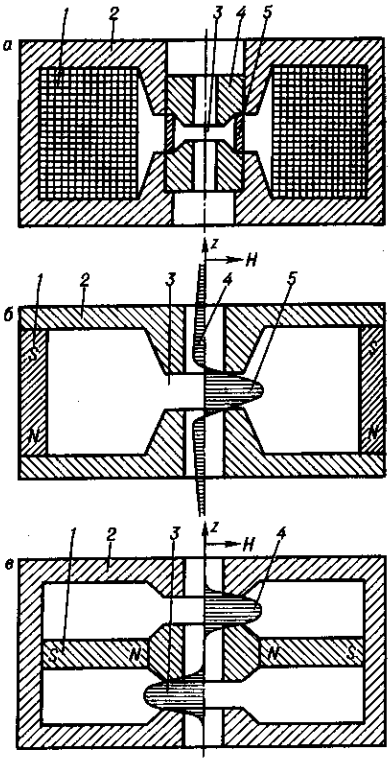


Рис. 1. Магнитные электронные линзы: *а* — электромагнитная электронная линза: *1* — обмотка возбуждения; *2* — магнитопровод; *3* — межполюсный зазор; *4* — полюсный наконечник; *5* — немагнитная вставка, соединяющая полюсы наконечника; *б* — магнитостатическая электронная линза: *1* — постоянный магнит; *2* — магнитопровод; *3* — межполюсный зазор; *4* — кривая распределения напряжённости поля рассеяния на оси вне линзы; *5* — кривая распределения напряжённости поля в линзе; *в* — блок из двух магнитостатических линз: *1* — постоянный магнит; *2* — магнитопровод; *3, 4* — кривые распределения поля в линзах.

быть на уровне, обеспечивающем низкие хроматич. аберрации.

Проблема стабильности фокусирующего поля не возникает в магнитостатич. линзе, поле к-рой создаётся с помощью пост. магнитов. Однако в линзе с одним фокусирующим полем (рис. 1, *б*) образуются большие поля рассеяния вокруг её корпуса, а также на оптич. оси вне щели.

Наличие полей на оси следует из закона полного тока

$$\int_{-\infty}^{\infty} H(z)dz = nI = 0,$$

к-рый приводит к равенству:

$$\int_a^b H(z)dz = -\left(\int_{-\infty}^{a} H(z)dz + \int_b^{\infty} H(z)dz\right). \qquad (1)$$

Здесь $H(z)$ — напряжённость магн. поля на оптич. оси z, nI — ампервитки, равные нулю в магнитостатич. Э. л., a и b — границы поля линзы. В левой части (*1*) стоит магнитодвижущая сила (МДС) фокусирующего поля, а в правой — МДС полей рассеяния на оси z вне линзы. Знак минус перед правой частью означает, что направления магн. полей рассеяния и полей линзы противоположны. Из равенства МДС по абс. величине следует, что поля рассеяния очень большие, а это ухудшает электрооптич. параметры линзы и вредно влияет на соседние с ней элементы оптич. системы.

В конструкции, состоящей из двух магнитостатич. линз (рис. 1, *в*), магн. поток полностью замкнут и противоположно направленные поля существуют только в межполюсных зазорах двух линз. Преимущество магнитостатич. линз — стабильность фокусирующего поля; недостатки — относительно низкая индукция поля и сложность регулирования их оптич. силы.

Магн. линза считается слабой (тонкой в световой оптике), если её фокусное расстояние f многократно превышает протяжённость фокусирующего поля вдоль оси. В этом случае оптич. силу можно вычислить по ф-ле:

$$1/f = (e/8m_e\varepsilon)\int_{-\infty}^{\infty} B^2(z)dz,$$

где e, m_e, ε — заряд, масса и энергия электронов соответственно, $B(z)$ — осевое распределение индукции магн. поля. Предмет и изображение в слабой линзе расположены вне поля, и её кардинальные элементы определяются так же, как в световой оптике (рис. 2, *а*). Для определения фокальных точек и главных плоскостей достаточно знать две траектории (т. е. 2 линейно независимых решения ур-ний (9) в ст. *Электронная и ионная оптика*). Эти траектории (главные лучи) входят в поле Э. л. параллельно оптич. оси — одна из пространства предметов, а другая и из пространства изображений — и пересекают ось z в точках фокусов F_0 и F_i. Касательные к лучам в точках фокусов и продолжения параллельных оси участков этих же лучей, пересекаясь, определяют координаты главных плоскостей H_i и H_0. (В отличие от световой оптики, главные плоскости Э. л. расположены на оси в обратной последовательности.) Известное положение фокусов и главных плоскостей позволяет построить изображение. Построение изображения B предмета A проводится по методу Листинга с помощью двух главных лучей, состоящих из отрезков прямых, к-рые не везде совпадают с реальными лучами (рис. 2, *а*). Оба выходят из точки предмета A — один параллельно оси z (*1*), другой (2) — через точку фокуса F_0. Луч *1* преломляется в главной плоскости H_i и далее идёт через фокус F_i; луч *2* проходит через фокус F_0, преломляется плоскостью H_0 и далее идёт параллельно оси z. Точка их пересечения в пространстве изображений дает сопряжённую точку B. Как и в световых линзах, для тонких линз выполняется ур-ние Ньютона $Z_0 Z_i = f_0 f_i$, где Z_0 и Z_i — расстояния от предмета и от изображения до соответствующих точек фокусов; f_0 и f_i — фокусные расстояния в пространстве предметов и изображений соответственно.

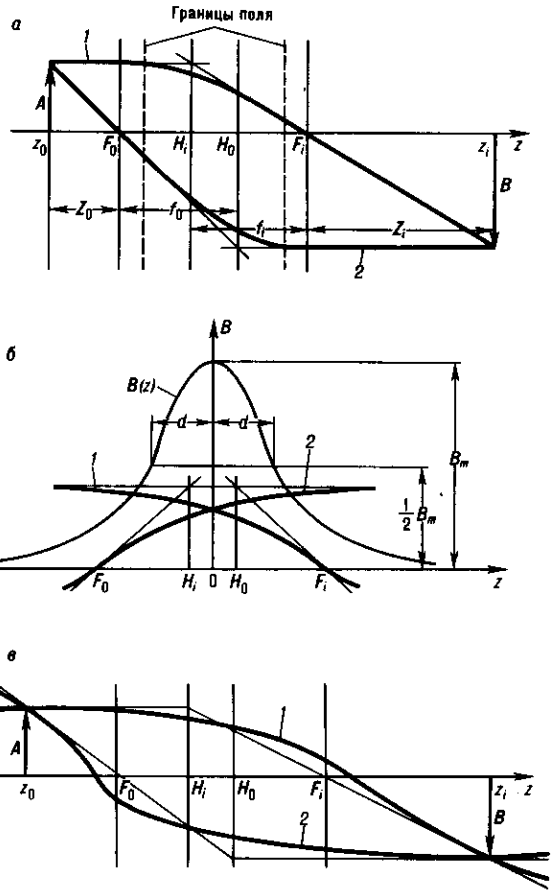


Рис. 2. Построение изображения B предмета A в фокусирующих полях электронных линз при помощи главных лучей *1* и *2* и кардинальных элементов — фокальных F_0, F_i и главных H_0, H_i плоскостей: *а* — предмет и изображение находятся вне поля линзы и выполняется условие $Z_0 Z_i = f_0 f_i$; *б* — предмет и изображение находятся в колоколообразном поле $B(z) = B_m (1 + (z/a)^2)^{-1}$, B_m — максимальная индукция поля, d — полуширина кривой распределения поля; *в* — предмет и изображение находятся в поле любой формы.

Аберрации магн. линзы зависят от её МДС и положения плоскости предметов относительно фокусирующего поля. В частности, сферическая и хроматическая аберрации уменьшаются, если МДС увеличивать и эту плоскость приближать к центру линзы, где индукция поля максимальна. Поэтому в целях уменьшения аберраций в электронной оптике чаще используют линзы с большой МДС, в к-рых предмет и изображение расположены в поле линзы.

Кривая распределения индукции поля $B(z)$ на оси z магн. линз имеет колоколообразную форму (рис. 2, *б*), причём наибольшая крутизна падения индукции поля по обе стороны от максимума наблюдается у линз, у к-рых отсутствует насыщение полюсов. С появлением насыщения меняется форма кривой $B(z)$, она становится более широкой и пологой, т. е. уменьшается крутизна боковых ветвей кривой. Для расчёта линз используют семейство аппроксимирующих поле ф-ций $B(z) = B_m [1 + (z/a)^2]^{-\mu}$, крутизна падения боковых ветвей к-рых зависит от параметра μ. Здесь B_m — макс. индукция поля, a — параметр, связанный соотношением $a = d/\sqrt{2^{1/\mu} - 1}$ с полушириной d кривой распределения индукции поля. Полуширина d определяется следующим образом: $z = d$ при $B(z) = (1/2) B_m$. Др. аппроксимирующая ф-ция, к-рую тоже используют для ненасыщенных линз, $B(z) = B_m / \mathrm{ch}(z/a)$ с полушириной $d = a \cdot \mathrm{arch}\, 2$, убывает по экспоненте при больших z.

Аппроксимирующие ф-ции позволяют вычислить оптич. параметры линз. Их подставляют в параксиальные ур-ния траекторий электронов, вычисляют главные лучи и определяют кардинальные элементы линз. На рис. 2, *в* представлены главные лучи и построение изображений для предмета, находящегося в поле линзы: главный луч *1*, касательная к к-рому в точке плоскости предмета $A (z = z_0)$ параллельна оси z, и луч *2*, касательная к к-рому в сопряжённой точке изображения $B (z = z_i)$ параллельна той же оси. Главная плоскость H_i проходит через точку пересечения двух касательных к главному лучу *1* в сопряжённых точках предмета и изображения. Плоскость H_0 проходит через точку пересечения таких же касательных к лучу *2*. Кардинальными элементами являются также точки мнимых фокусов F_0 и F_i, в к-рых с оптич. осью пересекаются касательные к лучам *2* и *1* в точках предмета и изображения соответственно. Построение изображения B предмета A производится, как и в случае *2а*, с помощью касательных к реальным лучам, состоящих из отрезков прямых, исходящих из точек предмета. Один — параллельно оси z, другой проходит через точку фокуса F_0 (рис. 2, *в*). Такое построение остаётся в силе для любых координат предмета z_0, если положение кардинальных элементов фиксированное. В противном случае для каждого положения предмета необходимо заново находить кардинальные элементы.

Существует класс полей, в к-рых координаты кардинальных элементов не зависят от положения предмета, находящегося, как и его изображение, в пределах поля. В Э. л. с такими полями выполняется ур-ние Ньютона и поля этих линз наз. ньютоновыми. Из приведённых выше аппроксимирующих ф-ций к ньютоновым полям относится ф-ция простого колоколообразного поля при $\mu = 1$: $B(z) = B_m [1 + (z/d)^2]^{-1}$. С помощью этой ф-ции исследовано поведение сильных линз. В частности, показано, что в пределах одного поля может быть неск. фокусов и изображений при достаточно больших B_m и d и, следовательно, одно поле может работать как неск. линз. Его кардинальные элементы (рис. 2, *б*) определяются с помощью главных лучей *1* и *2*, асимптоты к-рых параллельны оптич. оси. Главные плоскости H_0 и H_i проходят через точки пересечения асимптот и касательных к со-

ответствующим лучам в реальных точках фокусов F_0 и F_i. Узловые точки находятся на главных плоскостях. Кардинальные элементы поля, работающего как одна линза, вычисляются по ф-лам:

$$f_0 = -f_i = d/\sin(\pi/\omega);\ F_0 = -F_i = d\operatorname{ctg}(\pi/\omega);$$

$$H_0 = -H_i = d\operatorname{ctg}(2\pi/\omega);\ \omega = \sqrt{1 + eB_m^2 d^2/8m\varepsilon}.$$

Из ф-л для фокусных расстояний следует, что макс. оптич. сила достигается при $\omega = 2$. С помощью ф-ции простого колоколообразного поля получены аналитич. выражения для коэф. аберраций, напр. установлено, что коэф. сферич. аберрации минимален при $\omega = 2\sqrt{2}$.

Аппроксимирующие ф-ции используются гл. обр. для оценки парамеров линз и не всегда пригодны для точных расчётов. Для расчёта с высокой точностью полей, траекторий электронов, кардинальных элементов и коэф. аберраций на ЭВМ разработаны спец. пакеты программ.

Электростатические осесимметричные линзы делятся на иммерсионные, одиночные и катодные. Они состоят из неск. электродов разл. формы, находящихся под разн. потенциалами. Это — диафрагмы с круглыми отверстиями, полые цилиндры, конусы и т. п. Простейшей линзой является одиночная диафрагма, поле к-рой с одной или с двух сторон граничит с однородными электрич. полями. В зависимости от приложенного к диафрагме потенциала и направления примыкающих полей она может быть как собирающей, так и рассеивающей. На рис. 3

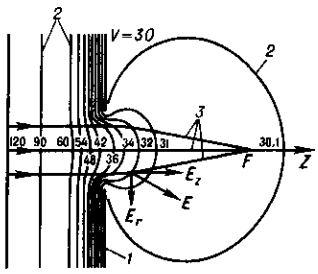


Рис. 3. Электростатическая линза — диафрагма с круглым отверстием (собирающая): *1* — электрод-диафрагма; *2* — эквипотенциальные поверхности; *3* — траектории электронов; *F* — фокус линзы.

представлено поле собирающей линзы, к к-рому с одной стороны примыкает однородное поле. На электроде и эквипотенциалях в условных единицах указаны их потенциалы. За нулевой принят потенциал, при к-ром энергия электронов равна нулю. Продольная составляющая напряжённости поля E_z тормозит, а радиальная составляющая E_r фокусирует электроны.

Э. л. наз. иммерсионными, если потенциалы V крайних электродов разные, т. к. (по аналогии со световой оптикой) показатели преломления, пропорциональные $\sqrt{V}$, в этом случае по обе стороны линзы будут разные. На рис. 4 изображены иммерсион. линзы с плоскими и цилиндрич. электродами. Фокусные расстояния и потенциалы иммерсионных линз в пространстве предметов f_0, V_0 и изображений f_i, V_i связаны соотношением: $f_0/f_i = -\sqrt{V_0/V_i}$. Если оба фокусных расстояния многократно превышают осевую протяжённость поля линзы (тонкая линза), то её оптич. силу можно вычислить по ф-ле

$$\frac{1}{f_{0,i}} = \pm\frac{3}{16}\sqrt[4]{\frac{V_{i,0}}{V_{0,i}}}\int_{-\infty}^{\infty}\left(\frac{\Phi'}{\Phi}\right)^2 dz, \qquad (2)$$

где Ф — осевое распределение потенциала, Ф′ — осевое распределение производной по z.

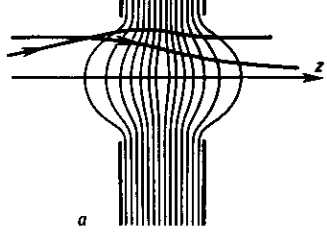


Рис. 4. Электростатические иммерсионные линзы, состоящие из двух диафрагм (*а*) и двух цилиндров (*б*). Тонкие линии — эквипотенциали, кривые со стрелками — траектории заряженных частиц, V_1 и V_2 — потенциалы электродов.

В отличие от магн. Э. л., в к-рых скорость электронов меняется только по направлению, в электростатич. линзах, напр. в иммерсионных, скорость электронов изменяется и по величине. Последовательность иммерсионных линз, ускоряющих электроны, образует ускоритель электронов прямого действия. Форма его электродов — цилиндрическая или коническая (рис. 5) — экранирует электронный пучок от влияния паразитных электрич. и магн. полей. Энергия, приобретаемая электронами в таком ускорителе, может достигать неск. МэВ.

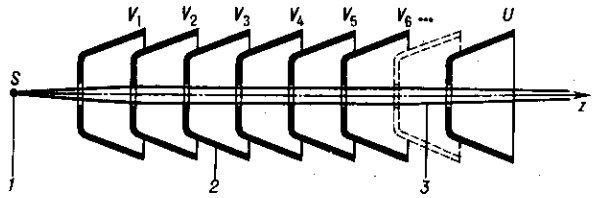


Рис. 5. Ускоритель прямого действия, состоящий из последовательности иммерсионных линз, электроды к-рых в форме усечённых конусов экранируют электронный пучок от внешних полей: *1* — источник электронов (им может быть кроссовер электронной пушки); *2* — электроды; *3* — электронный пучок; V_1, V_2, ... — промежуточные потенциалы электродов; U — ускоряющее напряжение.

Линза, крайние электроды к-рой имеют одинаковые потенциалы V_1, наз. одиночной (рис. 6). Потенциал среднего электрода V_2 может быть как меньше, так и больше V_1. Если $V_2 < V_1$, электроны пучка в начале поля линзы рассеиваются, в средней части собираются, а на выходе снова рассеиваются. Однако общий эффект всего поля линзы — собирающий. При $V_2 > V_1$ все происходит наоборот, однако и в этом случае общий эффект — собирающий. Если в области седловой точки поля (рис. 6) потенциал Ф ниже потенциала, при к-ром энергия электронов равна нулю, происходит отражение электронов и линза работает как *электронное зеркало*. Плоскости предмета и изображения одиночной линзы находятся вне поля, и её кардинальные элементы определяются так же, как в слабых магн. линзах (рис. 2, *а*), и так же проводится построение изображения.

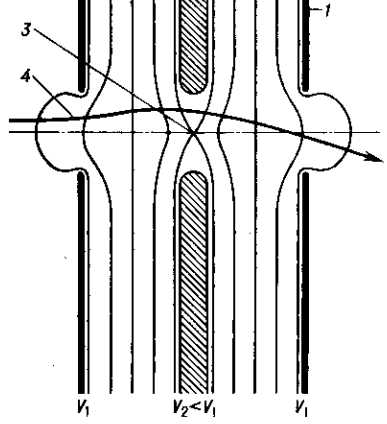


Рис. 6. Электростатическая одиночная электронная линза: *1* — внешние электроды; *2* — внутренний электрод; *3* — седловая точка; *4* — траектория электрона; V_1, V_2 — потенциалы электродов.

В катодной линзе предмет является катодом (источником электронов) и одновременно электродом оптич. системы. Её наз. иммерсионным объективом, т. к. показатели преломления по обе стороны линзы различные. В объективе происходит ускорение электронов, испущенных термо-, фото-, автокатодом или катодом вторичной эмиссии, и формирование его изображения. Иммерсионный объектив, состоящий из катода и анода, не может фокусировать электронные пучки, поэтому вводят дополнит. фокусирующий электрод (рис. 7) или применяют магн. фокусирующее поле.

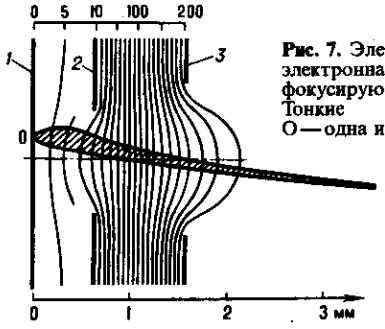


Рис. 7. Электростатическая катодная электронная линза: *1* — катод; *2* — фокусирующий электрод; *3* — анод. Тонкие линии — эквипотенциали; О — одна из точек катода. Заштрихованное пространство — сечение области, занятой потоком электронов, испущенных точкой О.

Другие типы Э. л. Магн. и электростатич. цилиндрич. Э. л. фокусируют пучки заряж. частиц в одной плоскости и по своему действию подобны цилиндрич. линзам световой оптики. Электростатич. цилиндрич. Э. л. состоят из щелевых диафрагм или продольных пластин — электродов, расположенных симметрично относительно средней

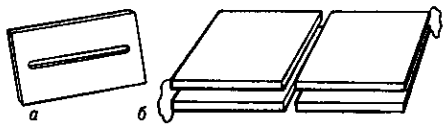


Рис. 8. Электростатические цилиндрические электронные линзы: *а* — диафрагма со щелью; *б* — иммерсионная линза, состоящая из двух пластин. В области прохождения заряженных частиц поле линз не изменяется в направлении, параллельном щелям диафрагм или зазорам между пластинами соседних электродов.

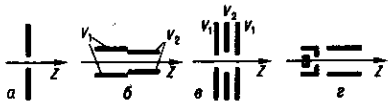


Рис. 9. Сечение электродов электростатических цилиндрических линз плоскостью, проходящей через ось *z* перпендикулярно средней плоскости; *а* — цилиндрическая (щелевая) диафрагма; *б* — иммерсионная цилиндрическая линза; *в* — одиночная цилиндрическая линза; *г* — катодная цилиндрическая линза; V_1 и V_2 — потенциалы соответствующих электродов.

плоскости (рис. 8 и 9), и действуют (по аналогии с осесимметричной оптикой) как одиночные диафрагмы или иммерсионные, катодные и одиночные линзы.

Поля трансаксиальных электростатич. линз обладают симметрией вращения относительно оси (ось *x* на рис. 10), к-рая перпендикулярна оптич. оси. Пучок, выходящий из точки *A* предмета, после фокусировки полем линзы становится астигматическим и образует два линейных изображения *B* и *B'*. Однако при надлежащем подборе параметров Э. л. изображение может стать стигматическим.

Квадрупольные магн. и электростатич. линзы имеют поля с двумя взаимно перпендикулярными плоскостями симметрии. Векторы напряжённости полей в области распространения электронного пучка почти перпендикулярны

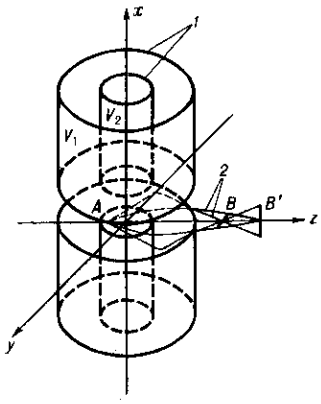


Рис. 10. Электростатическая трансаксиальная электронная линза с электродами в виде двух соосных цилиндров с кольцевыми щелями для прохождения пучка электронов; *1* — цилиндрические электроды; *2* — траектории электронов; V_1 и V_2 — потенциалы электродов.

скоростям электронов (рис. 11). Благодаря этому фокусирующее действие на пучки электронов многократно возрастает по сравнению с осесимметричным полем. Одна квадрупольная Э. л. не создаёт стигматич. изображения, она действует в одной меридиональной плоскости как собирающая, а в другой, ей перпендикулярной, как рассеивающая линза. Два последовательно расположенных и надлежащим образом ориентированных по азимуту ква-

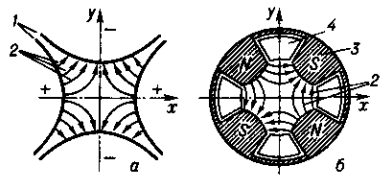


Рис. 11. Сечения квадрупольных электростатической (*а*) и магнитной (*б*) электронных линз, перпендикулярные направлению движения пучка электронов: *1* — электроды; *2* — силовые линии полей; *3* — магнитный полюс; *4* — обмотка возбуждения.

друполя (дублет, рис. 12) создают стигматич. изображение, но с дисторсией, т. к. увеличения в двух взаимно перпендикулярных плоскостях разные. Стигматич. изображение без дисторсии получается с помощью двух дублетов. Благодаря большой оптич. силе квадрупольные системы способны фокусировать пучки заряж. частиц с бóльшими энергиями, а в случае магн. линз — и с бóльшими массами, чем осесимметричные системы.

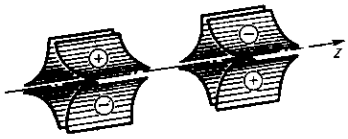


Рис. 12. Дублет из двух квадрупольных электростатических линз, поля к-рых повернуты вокруг оптической оси *z* системы одно относительно другого на угол 90°.

Лит.: Косслет В., Введение в электронную оптику, пер. с англ., М., 1950; Явор С. Я., Фокусировка заряженных частиц квадрупольными линзами, М., 1968; Арцимович Л. А., Лукьянов С. Ю., Движение заряженных частиц в электрических и магнитных полях, М., 1972; Grivet P. [a. o.], Electron Optics, 2 ed., pt 1—2, Oxf., 1972; Баранова Л. А., Явор С. Я., Электростатические электронные линзы, М., 1986; см. также лит. при ст. *Электронная и ионная оптика.*

П. А. Стоянов.

ЭЛЕКТРО́ННЫЕ ПРИ́ЗМЫ — электронно-оптические (соответственно, ионные призмы — ионно-оптические) системы, предназначенные для отклонения пучков заряж. частиц или для разделения таких частиц по энергиям и массам. Э. п. получили своё назв. в рамках общей аналогии

между *электронной и ионной оптикой* и оптикой световых лучей. Среди многочисл. типов Э. п. наиболее близкими аналогами светооптич. призм являются те Э. п., к-рые оставляют падающий на них параллельный пучок заряж. частиц параллельным и после отклонения. Простейшая электростатич. Э. п. такого типа — телескопич. система из двух цилиндрич. иммерсионных *электронных линз* (рис. 1).

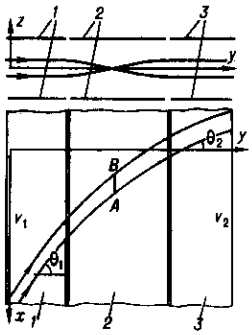


Рис. 1. Телескопическая система, состоящая из двух цилиндрических иммерсионных электростатических линз: *1*, *2* — электроды, составляющие первую по ходу пучка цилиндрическую линзу, *2*, *3* — вторую; кривые со стрелками — проекции траекторий заряженных частиц на плоскости *yz* и *xy*; *AB* — линейный фокус.

Задний линейный фокус *AB* первой линзы совпадает с передним линейным фокусом второй. Электростатич. поле телескопич. системы «двумерно» (оно не изменяется в направлении, параллельном оси *x* на рис.) и симметрично относительно ср. плоскости *xy*, вблизи к-рой движутся частицы. Параллельный пучок падает на телескопич. систему под углом θ_1 к оси *y* и выходит под углом θ_2, сохраняя свою параллельность. При этом выполняется равенство

$$\sin\theta_2/\sin\theta_1=\sqrt{V_1}/\sqrt{V_2},$$

где V_1 — потенциал первого участка Э. п. и пространства перед ним, V_2 — потенциал последнего участка призмы и пространства за ним. Потенциал V принимают равным нулю там, где равна нулю скорость частиц. При этом условии электронно-оптич. показатель преломления $n_э=\sqrt{V}$. Т. о., отклонение пучка заряж. частиц в телескопич. системе подчиняется закону, совершенно аналогичному *Снелля закону* преломления в световой оптике. Для увеличения дисперсии применяют сложную Э. п., состоящую из двух телескопич. систем, расположенных под углом друг к другу. Такие Э. п. служат диспергирующими элементами в электронных спектрометрах.

В магн. Э. п. с «двумерным» полем роль цилиндрич. линз играют поля рассеяния на краях магн. полюсов. При определ. угле падения пучка на призму эти поля образуют телескопич. систему (рис. 2). Э. п. широко применяются в *бета-спектрометрах*, *масс-спектрометрах*. В последних дисперсия ионов по массе осуществляется магн. Э. п., а электростатич. Э. п. применяют для дисперсии по энергии.

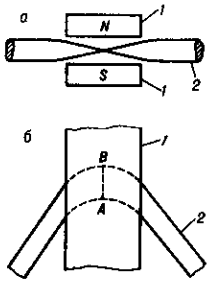


Рис. 2. Отклонение пучка заряженных частиц магнитной призмой: *а* — вид спереди; *б* — вид сверху; *1* — полюсы магнита призмы; *2* — пучок заряженных частиц; *AB* — линейный фокус.

Лит.: Арцимович Л. А., Лукьянов С. Ю., Движение заряженных частиц в электрических и магнитных полях, 2 изд., М., 1978; Применение призменных бета-спектрометров, Вильнюс, 1974; Электронно-оптические элементы призменных спектрометров заряженных частиц, А.-А., 1979. *В. М. Кельман, И. В. Родникова.*

ЭЛЕКТРО́ННЫЕ СПЕ́КТРЫ — спектры молекул, возникающие при переходах между их электронными уровнями энергии. Лежат в видимой и УФ-областях спектра. Чаще всего представляют собой совокупность систем электронно-колебат. полос. Подробнее см. в ст. *Молекулярные спектры.*

ЭЛЕКТРО́ННЫЙ ВЕ́ТЕР — эффект «увлечения» электрич. током в электронных проводниках (металлах или полупроводниках) собств. ионов и разл. дефектов структуры: примесных атомов или ионов, междоузлий, *вакансий*, *дислокаций* и т. п. Э. в. связан с нарушением локального механич. равновесия металла в электрич. поле и с перераспределением импульса между *электронами проводимости* и ионной решёткой (примером ещё одного эффекта такого типа является возбуждение звука в металле эл.-магн. волной).

Электрич. поле в электронном проводнике вызывает не только поток электронов, но и перемещение собств. или примесных ионов (электролиз). Существуют две причины движения ионов под действием электрич. поля: кулоновская сила, действующая на их заряды Z, и т. н. сила Э. в., возникающая вследствие передачи импульса ионам при рассеянии на них электронов проводимости. Неоднородное поле деформаций, окружающее дислокации, также рассеивает электроны проводимости, благодаря чему происходит увлечение дислокаций направленным потоком электронов и возникает коллективное перемещение ионного остова — движение дислокаций и соответствующая пластич. деформация (электропластический эффект).

Механизм перемещения ионов в металле под действием электрич. поля практически всегда является диффузионным: это диффузионные скачки отд. ионов и термически активированное перемещение дислокаций через различные барьеры. Но силы, вызывающие направленный дрейф ионов и дислокаций, обусловлены гл. обр. эффектом Э. в.

Увлечение ионов и дислокаций. Полная сила $\boldsymbol{F}$, действующая на отд. ион в металле во внеш. электрич. поле $\boldsymbol{E}$, состоит из двух компонент:

$$\boldsymbol{F}=Z_i\boldsymbol{E}+\boldsymbol{F}_{ei}. \qquad (1)$$

Здесь Z_i — собств. заряд иона; 1-е слагаемое в (1) описывает кулоновскую силу; 2-е слагаемое $\boldsymbol{F}_{ei}$ возникает вследствие рассеяния носителей заряда на ионе, т. е. представляет собой силу Э. в. В рамках линейной теории электропроводности сила $\boldsymbol{F}_{ei}$ пропорциональна плотности электронного тока, а вместе с ней и напряжённости поля $\boldsymbol{E}$. Это позволяет ввести т. н. заряд увлечения $Z_{ei}=F_{ei}/E$ и эфф. заряд Z_i^* иона:

$$\boldsymbol{F}=Z_i^*\boldsymbol{E};\quad Z_i^*=Z_i+Z_{ei}. \qquad (2)$$

При учёте анизотропии закона дисперсии электронов $\mathscr{E}(\boldsymbol{p})$ заряд увлечения Z_{ei} из скалярной величины превращается в тензор 2-го ранга и ф-ла (2) имеет вид $F_k=Z_{ks}^*E_s$ (k и s — координатные индексы).

Для примесных ионов в обычных металлах, как правило, $Z_{ei}\gg Z_i$, т. е. действие Э. в. значительно превосходит прямое действие электрич. поля. Величина и знак заряда увлечения Z_{ei} существенно зависят от энергетич. спектра электронов проводимости и их динамики: в частности, знак Z_{ei} определяется знаком *эффективной массы* носителей $m=(d^2\mathscr{E}/dp^2)_F$, где $\mathscr{E}(p)$ — закон дисперсии электрона в зоне проводимости (значение производной берётся на *ферми-поверхности* F). Последнее означает, что электроны с $m>0$ и дырки с $m<0$ увлекают ионы в разл. стороны относительно направления поля $\boldsymbol{E}$.

В общем случае металла со сложной поверхностью Ферми, содержащей как электронные, так и дырочные полости (листы), для заряда увлечения справедливо выражение

$$Z_{ei}=e\left[n_э l_э \sigma_{iэ}-n_д l_д \sigma_{iд}\right]. \qquad (3)$$

Здесь e — заряд электрона, n — концентрация носителей, σ_i — транспортное сечение рассеяния носителей на ионе, l — длина свободного пробега носителей, определяющая полную проводимость металла; индексы «э» и «д» означают, что соответствующие параметры относятся к электронам и дыркам. При высоких темп-рах, необходимых для наблюдения эффектов диффузионного переноса массы под действием Э. в., длина пробега l, как правило, определяется столкновением носителей с фононами. Из ф-л (2) и (3) следует, что в зависимости от соотношений между параметрами металла и примесей возможно увлечение примесей как к аноду, так и к катоду; напр., электронный перенос

примесей можно наблюдать в Cu, Pb, Ni, а дырочный — в W, Mo, Co.

В приближении свободных электронов можно воспользоваться соотношениями между l, σ_i и уд. электросопротивлением металла, что позволяет получить выражение для Z_{ei}, связывающее его с экспериментально измеримыми величинами:

$$Z_{ei} = -Z_0 \frac{\rho_i}{C_i \rho}. \quad (4)$$

Здесь Z_0 — заряд собств. иона металла; ρ_i — остаточное сопротивление, вносимое примесными ионами; C_i — атомная концентрация примесей; ρ — полное сопротивление металла. При темп-ре 900 °С для примесей Zn в Cu $Z_{ei} = 4e$, для примесей Al — $15e$, для примесей Fe — $115e$. Эти примеры показывают, что в металлах сила Э. в. вносит гл. вклад в перенос примесей. В металле с изотропным электронным спектром (квадратичный закон дисперсии) примесные ионы увлекаются к аноду.

В чистых металлах (без дефектов и примесей) также возможен перенос собств. ионов, обусловленный Э. в. Он связан с различием сечения рассеяния электронов σ_0 на ионе, смещённом из положения равновесия на величину среднеквадратичной амплитуды тепловых колебаний, и сечением рассеяния σ_δ^* на ионе, смещённом в результате большой тепловой флуктуации на величину порядка $a/2$ (a — период решётки). Эфф. заряд такого активированного иона равен

$$Z^* = Z_0 \left(1 - \frac{\sigma_\delta^*}{\sigma_0}\right). \quad (5)$$

Обычно $\sigma_\delta^* > \sigma_0$, и в металлах с изотропным электронным спектром собств. ионы увлекаются током к аноду. Для Cu при $T = 900$ °С $Z^* \simeq -10\,Z_0$.

В полупроводниках вследствие малой концентрации носителей заряда эффект увлечения уменьшается, но сечение рассеяния электронов и дырок на ионах значительно больше, чем в металлах. Значения Z_{ei}, сравнимые с Z_0, реализуются в полупроводниках с большой *подвижностью носителей заряда*, малой диэлектрической проницаемостью и небольшой шириной запрещённой зоны (напр., InSb, InAs).

Обусловленный силой Э. в. электроперенос используется для очистки от микропримесей, при разделении изотопов, эффекты Э. в. существенно проявляются в электросварке.

Для дислокации сила Э. в. пропорциональна сечению рассеяния носителей на дислокации σ_d. Этот параметр имеет размерность длины, в простых металлах $\sigma_d \sim b$, где b — вектор Бюргерса. В приближении свободных электронов сила увлечения, отнесённая к единице длины дислокации, имеет вид

$$\boldsymbol{F}_d = \frac{j}{e} p_F \sigma_d, \quad (6)$$

где j — плотность тока, p_F — *ферми-импульс*.

Электронное торможение дислокаций. Дислокация — один из немногих дефектов, способных перемещаться в кристалле с большой скоростью (верх. граница скорости дислокации — скорость поперечного звука). В таких случаях наряду с силой увлечения существует и сила торможения движущейся дислокации электронами. Для движущейся со скоростью V_d дислокации сила Э. в. описывается ф-лой

$$\boldsymbol{F}_d = B_e (\bar{v}_{др} - V_d), \quad B_e = n_e p_F \sigma_d. \quad (7)$$

Здесь $\bar{v}_{др}$ — ср. скорость дрейфа электронов, участвующих в переносе тока. Очевидно, что сила торможения существует и в отсутствие тока ($\bar{v}_{др} = 0$); она пропорциональна скорости дислокации и направлена в сторону, противоположную направлению её движения.

Действие Э. в. на движущиеся дефекты в металлах со сложным электронным спектром имеет особенность: силы увлечения ионов и дислокаций электронами и дырками направлены в противоположные стороны, тогда как силы торможения разл. группами носителей имеют одинаковый знак.

Электронное торможение дислокаций играет значит. роль в кинетике пластич. деформации металлов при низких темп-рах. В частности, при переходе металла в сверхпроводящее состояние вследствие куперовского спаривания электронов (см. *Сверхпроводимость*) происходит резкое уменьшение силы Э. в.: в сверхпроводнике коэф. B_e пропорционален числу нормальных возбуждений, к-рое экспоненциально убывает при темп-рах ниже темп-ры перехода. Это явление приводит к особенностям механич. свойств *сверхпроводников*: эффекту разупрочнения (повышения пластичности) металла при N—S-переходе и обратному эффекту при S—N-переходе; появлению специфич. особенностей *вязкости* металлов в окрестности и ниже темп-ры перехода и т. п.

Лит.: Фикс В. Б., Ионная проводимость в металлах и полупроводниках (Электроперенос), М., 1969; Каганов М. И., Кравченко В. Я., Нацик В. Д., Электронное торможение дислокаций в металлах, «УФН», 1973, т. 111, в. 4, с. 655. *В. Д. Нацик.*

ЭЛЕКТРО́ННЫЙ ГАЗ — теоретич. модель, описывающая поведение *электронов проводимости* в электронных проводниках. В модели Э. г. пренебрегают кулоновским взаимодействием между электронами. Оправданием пренебрежения кулоновским взаимодействием (на качеств. уровне) служит, во-первых, существование ионов кристаллич. решётки, эл.-статич. заряд к-рых в среднем компенсирует заряд электронов, а, во-вторых, экранирование зарядов, существенно уменьшающее радиус действия кулоновских сил.

Электроны движутся в периодич. поле кристаллич. решётки. Поэтому состояние отд. электрона определяется его квазиимпульсом $\boldsymbol{p}$ и номером энергетич. зоны s (см. *Зонная теория*). Закон дисперсии (зависимость энергии $\mathscr{E}_s$ электрона в зоне s от квазиимпульса $\boldsymbol{p}$) — сложная периодич. ф-ция. Э. г. — газ частиц со сложным законом дисперсии.

Как и свободные электроны, частицы Э. г. подчиняются *Ферми — Дирака статистике*. Э. г. — газ *фермионов*. Малое число электронов в полупроводниках (по сравнению с металлами) иногда позволяет для описания свойств Э. г. в полупроводниках использовать *Больцмана статистику*.

Частицы Э. г. рассеиваются на *фононах*, друг на друге (межэлектронное рассеяние) и на любых нарушениях периодичности кристаллич. решётки (см. *Рассеяние носителей заряда*). Поэтому они имеют конечную длину свободного пробега l, конечное время жизни $\tau = l/v$, где v — тепловая скорость электрона. Чем лучше выполняются неравенства

$$\frac{\hbar}{l} \ll p; \quad \frac{\hbar}{\tau} \ll \mathscr{E}(\boldsymbol{p}),$$

тем Э. г. ближе к идеальному газу.

Модель Э. г. позволяет вычислить многие термодинамич. и кинетич. характеристики электронных проводников. В нек-рых случаях (в полупроводниках) Э. г. может иметь темп-ру, отличную от темп-ры решётки (см. *Горячие электроны*). Под воздействием высокочастотных эл.-магн. полей Э. г. металлов и полупроводников (особенно в постоянном магн. поле) ведёт себя как электронная или электронно-дырочная плазма (см. *Плазма твёрдых тел*); об Э. г. под действием сильного давления см. в ст. *Экстремальное состояние вещества*.

Исторически первым и простейшим вариантом модели Э. г. была теория металлов Друде — Лоренца, в к-рой Э. г. рассматривался как идеальный газ (см. *Друде теория металлов*). Теорию Друде — Лоренца сменила *Зоммерфельда теория металлов*, в к-рой учтено вырождение Э. г. Теория Э. г. по Друде — Лоренцу сохраняет своё значение для полупроводников, если принять во внимание, что число частиц Э. г. зависит от темп-ры, а *эффективная масса* носителей заряда отлична от массы свободного электрона. Этим учитывается взаимодействие электронов с кристаллич. решёткой.

В электронной теории металлов наряду с моделью Э. г. используется модель электронной *ферми-жидкости*, когда необходимо и возможно учесть межэлектронное взаимодействие (см. *Квантовая жидкость*). Реально это удаётся

осуществить вблизи основного состояния электронной системы. При $kT \ll \mathscr{E}_F$, где $\mathscr{E}_F$ — *ферми-энергия*, термодинамич. ф-лы и многие ф-лы физ. кинетики не изменяются при переходе от модели Э. г. к модели электронной ферми-жидкости, если под $\mathscr{E}(p) - \mathscr{E}_F$ понимать энергию квазичастицы (её принято отсчитывать от энергии Ферми). Согласно теории ферми-жидкости, энергия квазичастицы учитывает взаимодействие между электронами; заряд квазичастицы равен заряду свободного электрона; число квазичастиц равно числу частиц Э. г. В полупроводниках из-за малости числа частиц электронного газа взаимодействие между электронами несущественно.

Лит. см. при ст. *Металлы*, *Полупроводники*.

М. И. Каганов, Э. М. Эпштейн.

ЭЛЕКТРО́ННЫЙ ЗАХВА́Т — тип *бета-распада* ядер, состоящий в захвате ядром электрона с одной из внутр. оболочек *атома*. При этом один протон ядра превращается в нейтрон, т. е. атом (Z, A) (Z — ат. номер; A — массовое число) превращается в атом $(Z-1, A)$. Это превращение происходит по схеме

$$(Z, A) + e^- \to (Z-1, A) + \nu_e.$$

Здесь e^- — электрон, захватываемый ядром атома (Z, A) с K, L и др. оболочек; ν_e — электронное *нейтрино*.

Процесс Э. з. сопровождается испусканием характеристич. рентг. излучения атома $(Z-1, A)$, образующегося при заполнении вакансий в его оболочке, а также очень слабого эл.-магн. излучения с непрерывным спектром, верх. граница к-рого определяется разностью масс начального и конечного атомов (за вычетом энергии кванта характеристич. излучения). Это излучение наз. внутр. тормозным излучением. Если в результате Э. з. ядро $(Z-1, A)$ оказывается в возбуждённом состоянии, то процесс сопровождается также испусканием γ-излучения. Если разность масс атомов (Z, A) и $(Z-1, A)$ превосходит удвоенную массу покоя электрона, то с Э. з. начинает конкурировать бета-распад с испусканием позитрона (β^+).

Нек-рые нуклиды, претерпевающие Э. з. с переходом в основное состояние дочернего ядра, используются как источники монохроматич. рентг. излучения, напр. распады: $^{55}Fe \to {}^{55}Mn$ ($\mathscr{E}_{\text{рентг}} = 5{,}9$ кэВ), $^{109}Cd \to {}^{109}Ag$ ($\mathscr{E}_{\text{рентг}} = 22$ кэВ). Такие источники применяются во многих исследованиях в биомедицине, материаловедении, дефектоскопии и др.

Лит. см. при ст. *Бета-распад* ядер.

А. А. Сорокин.

ЭЛЕКТРО́ННЫЙ ЛИНЕ́ЙНЫЙ УСКОРИ́ТЕЛЬ — резонансный линейный ускоритель электронов, в к-ром используется ускорение на бегущей эл.-магн. волне. При таком ускорении направление движения электронов остаётся практически неизменным, поэтому они почти не теряют энергию на излучение и их можно ускорять до очень высоких энергий (десятки и сотни ГэВ). Подробнее см. *Линейные ускорители*.

ЭЛЕКТРО́ННЫЙ МИКРОСКО́П — прибор для наблюдения и фотографирования многократно (до 10^6 раз) увеличенного изображения объекта, в к-ром вместо световых лучей используются пучки электронов, ускоренных до больших энергий (30—1000 кэВ и более) в условиях глубокого вакуума. Физ. основы корпускулярно-лучевых оптич. приборов были заложены в 1827, 1834—35 (почти за сто лет до появления Э. м.) У. Р. Гамильтоном (W. R. Gamilton), установившим существование аналогии между прохождением световых лучей в оптически неоднородных средах и траекториями частиц в силовых полях. Целесообразность создания Э. м. стала очевидной после выдвижения в 1924 гипотезы о волнах де Бройля, а техн. предпосылки были созданы Х. Бушем (H. Busch), к-рый в 1926 исследовал фокусирующие свойства осесимметричных полей и разработал магн. электронную линзу. В 1928 М. Кнолль (M. Knoll) и Е. Руска (E. Ruska) приступили к созданию первого магн. просвечивающего Э. м. (ПЭМ) и спустя три года получили изображение объекта, сформированное пучками электронов. В последующие годы [М. фон Арденне (M. von Ardenne), 1938; В. К. Зворыкин, США, 1942] были построены первые растровые Э. м. (РЭМ), работающие на принципе сканирования, т. е. последовательного от точки к точке перемещения тонкого электронного пучка (зонда) по объекту. К сер. 1960-х гг. РЭМ достигли высокого техн. совершенства, и с этого времени началось их широкое применение в науч. исследованиях. ПЭМ обладают самой высокой *разрешающей способностью*, превосходя по этому параметру световые *микроскопы* в неск. тысяч раз. Предел разрешения, характеризующий способность прибора отобразить раздельно две максимально близко расположенные детали объекта, у ПЭМ составляет 0,15—0,3 нм, т. е. достигает уровня, позволяющего наблюдать атомарную и молекулярную структуру исследуемых объектов. Столь высокие разрешения достигаются благодаря чрезвычайно малой длине волны электронов. Линзы Э. м. обладают аберрациями, эффективных методов коррекции к-рых не найдено в отличие от светового микроскопа (см. *Электронная и ионная оптика*). Поэтому в ПЭМ магн. *электронные линзы* (ЭЛ), у к-рых аберрации на порядок величины меньше, полностью вытеснили электростатические. Оптимальным диафрагмированием (см. *Диафрагма в электронной и ионной оптике*) удаётся снизить сферич. аберрацию объектива, влияющую на разрешающую способность Э. м. Находящиеся в эксплуатации ПЭМ можно разделить на три группы: Э. м. высокого разрешения, упрощённые ПЭМ и уникальные сверхвысоковольтные Э. м.

ПЭМ с высокой разрешающей способностью (0,15—0,3 нм) — универсальные приборы многоцелевого назначения. Используются для наблюдения изображения объектов в светлом и тёмном поле, изучения их структуры электронографич. методом (см. *Электронография*), проведения локального количеств. спектрального анализа при помощи спектрометра энергетич. потерь электронов и рентгеновских кристаллич. и полупроводникового спектрометров и получения спектроскопич. изображения объектов с помощью фильтра, отсеивающего электроны с энергиями вне заданного энергетич. окна. Потери энергии электронов, пропущенных фильтром и формирующих изображение, вызываются присутствием в объекте какого-то одного хим. элемента. Поэтому контраст участков, в к-рых присутствует этот элемент, возрастает. Перемещением окна по энергетич. спектру получают распределения разл. элементов, содержащихся в объекте. Фильтр используется также в качестве монохроматора для повышения разрешающей способности Э. м. при исследовании объектов большой толщины, увеличивающих разброс электронов по энергиям и (как следствие) хроматическую аберрацию.

С помощью дополнит. устройств и приставок изучаемый в ПЭМ объект можно наклонять в разных плоскостях на большие углы к оптич. оси, нагревать, охлаждать, деформировать. Ускоряющее электроны напряжение в высокоразрешающих Э. м. составляет 100—400 кВ, оно регулируется ступенчато и отличается высокой стабильностью: за 1—3 мин не допускается изменение его величины более чем на $(1-2) \cdot 10^{-6}$ от исходного значения. От ускоряющего напряжения зависит толщина объекта, которую можно «просветить» электронным пучком. В 100-киловольтных Э. м. изучают объекты толщиной от 1 до неск. десятков нм.

Схематически ПЭМ описываемого типа приведён на рис. 1. В его электронно-оптич. системе (колонне) с помощью вакуумной системы создаётся глубокий вакуум (давление до $\sim 10^{-5}$ Па). Схема электронно-оптич. системы ПЭМ представлена на рис. 2. Пучок электронов, источником к-рых служит термокатод, формируется в *электронной пушке* и высоковольтном ускорителе и затем дважды фокусируется первым и вторым конденсорами, создающими на объекте электронное «пятно» малых размеров (при регулировке диаметр пятна может меняться от 1 до 20 мкм). После прохождения сквозь объект часть электронов рассеивается и задерживается апертурной диафрагмой. Нерассеянные электроны проходят через отверстие диафрагмы и фокусируются объективом в предметной плоскости промежуточной электронной линзы. Здесь формируется первое увеличенное изображение. Последую-

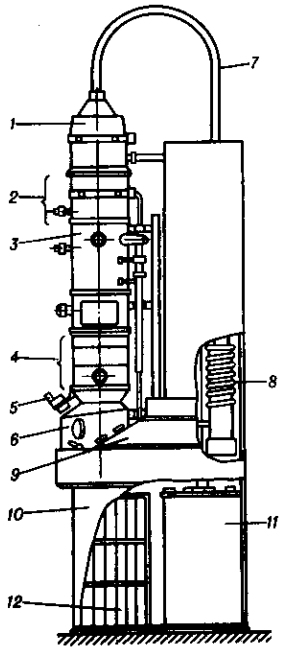


Рис. 1. Электронный микроскоп просвечивающего типа (ПЭМ): *1* — электронная пушка с ускорителем; *2* — конденсорные линзы; *3* — объективная линза; *4* — проекционные линзы; *5* — световой микроскоп, дополнительно увеличивающий изображение, наблюдаемое на экране; *6* — тубус со смотровыми окнами, через которые можно наблюдать изображение; *7* — высоковольтный кабель; *8* — вакуумная система; *9* — пульт управления; *10* — стенд; *11* — высоковольтное питающее устройство; *12* — источник питания линз.

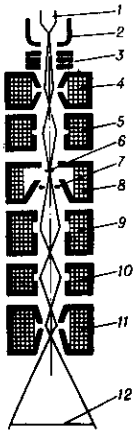


Рис. 2. Электронно-оптическая схема ПЭМ: *1* — катод; *2* — фокусирующий цилиндр; *3* — ускоритель; *4* — первый (короткофокусный) конденсор, создающий уменьшенное изображение источника электронов; *5* — второй (длиннофокусный) конденсор, который переносит уменьшенное изображение источника электронов на объект; *6* — объект; *7* — апертурная диафрагма объектива; *8* — объектив; *9, 10, 11* — система проекционных линз; *12* — катодолюминесцентный экран.

щие линзы создают второе, третье и т. д. изображения. Последняя — проекционная — линза формирует изображение на катодолюминесцентном экране, который светится под воздействием электронов. Степень и характер рассеяния электронов неодинаковы в различных точках объекта, т. к. толщина, плотность, структура и хим. состав объекта меняются от точки к точке. Соответственно изменяется число электронов, прошедших через апертурную диафрагму, а следовательно, и плотность тока на изображении. Возникает амплитудный контраст, к-рый преобразуется в световой контраст на экране. В случае тонких объектов превалирует *фазовый контраст*, вызываемый изменением фаз волн де Бройля, рассеянных в объекте и интерферирующих в плоскости изображения. Под экраном Э. м. расположен магазин с фотопластинками, при фотографировании экран убирается и электроны воздействуют на фотоэмульсионный слой. Изображение фокусируется объективной линзой с помощью плавной регулировки тока, изменяющей её магн. поле. Токами др. электронных линз регулируется увеличение Э. м., к-рое равно произведению увеличений всех линз. При больших увеличениях яркость свечения экрана становится недостаточной и изображение наблюдают с помощью усилителя яркости. Для анализа изображения производятся аналогово-цифровое преобразование содержащейся в нём информации и обработка на компьютере. Усиленное и обработанное по заданной программе изображение выводится на экран компьютера и при необходимости вводится в запоминающее устройство.

Упрощённые ПЭМ предназначены для науч. исследований, в к-рых не требуется высокая разрешающая способность. Их используют также для предварит. просмотра объектов, рутинной работы и в учебных целях. Эти приборы просты по конструкции (один конденсор, 2—3 электронные линзы для увеличения изображения объекта), имеют меньшее (60—100 кВ) ускоряющее напряжение и более низкую стабильность высокого напряжения и токов линз. Их разрешающая способность 0,5—0,7 нм.

Сверхвысоковольтные Э. м. (СВЭМ) — приборы с ускоряющим напряжением от 1 до 3,5 МВ — представляют собой крупногабаритные сооружения высотой от 5 до 15 м. Для них оборудуют спец. помещения или строят отдельные здания, являющиеся составной частью комплекса СВЭМ. Первые СВЭМ предназначались для исследования объектов большой (1—10 мкм) толщины, при к-рой сохраняются свойства массивного твёрдого тела. Из-за сильного влияния хроматич. аберраций разрешающая способность таких Э. м. снижается. Однако по сравнению со 100-киловольтными Э. м. разрешение изображения толстых объектов в СВЭМ в 10—20 раз выше. Так как энергия электронов в СВЭМ больше, то длина их волны меньше, чем в ПЭМ высокого разрешения. Поэтому после решения сложных техн. проблем (на это ушло не одно десятилетие) и реализации высокой виброустойчивости, надёжной виброизоляции и достаточной механич. и электрич. стабильности на СВЭМ была достигнута самая высокая (0,13—0,17 нм) для просвечивающих Э. м. разрешающая способность, позволившая фотографировать изображения атомарных структур. Однако сферич. аберрация и дефокусировка объектива искажают изображения, полученные с предельным разрешением, и мешают получению достоверной информации. Этот информационный барьер преодолевается с помощью фокальных серий изображений, к-рые получают при разл. дефокусировке объектива. Параллельно для тех же дефокусировок проводят моделирование изучаемой атомарной структуры на компьютере. Сравнение фокальных серий с сериями модельных изображений помогает расшифровать микрофотографии атомарных структур, сделанные на СВЭМ с предельным разрешением. На рис. 3 представлена схема СВЭМ, разме-

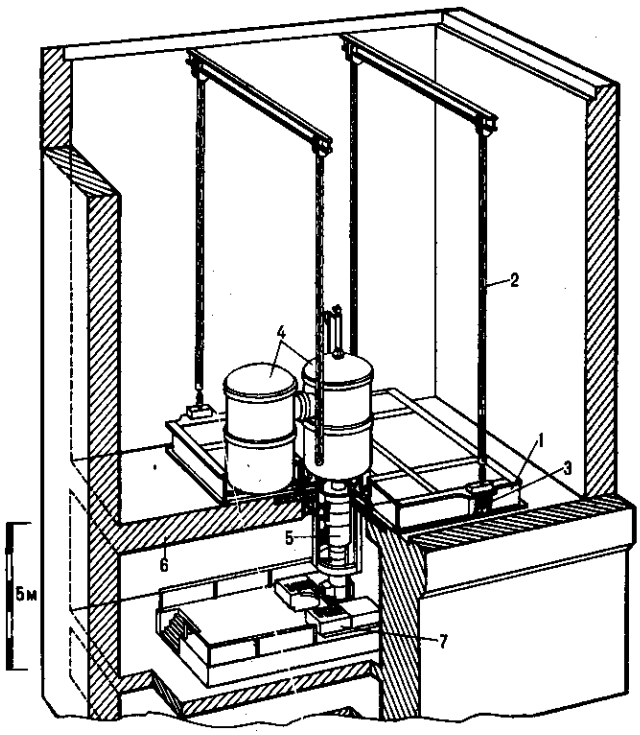


Рис. 3. Сверхвысоковольтный электронный микроскоп (СВЭМ): 1 — виброизолирующая платформа; 2 — цепи, на которых висит платформа; 3 — амортизирующие пружины; 4 — баки, в которых находятся генератор высокого напряжения и ускоритель электронов с электронной пушкой; 5 — электронно-оптическая колонна; 6 — перекрытие, разделяющее здание СВЭМ на верхний и нижний залы и защищающее персонал, работающий в нижнем зале, от рентгеновского излучения; 7 — пульт управления микроскопом.

щённого в спец. здании. Осн. узлы прибора объединены в единый комплекс с помощью платформы, к-рая подвешена к потолку на четырёх цепях и амортизационных пружинах. Сверху на платформе находятся два бака, наполненные электроизоляционным газом под давлением 3—5 атм. В один из них помещён высоковольтный генератор, в другой — электростатич. ускоритель электронов с электронной пушкой. Оба бака соединены патрубком, через к-рый высокое напряжение от генератора передаётся на ускоритель. Снизу к баку с ускорителем примыкает электронно-оптич. колонна, расположенная в нижней части здания, защищённой перекрытием от рентг. излучения, возникающего в ускорителе. Все перечисленные узлы образуют жёсткую конструкцию, обладающую свойствами физ. маятника с большим (до 7 с) периодом собств. колебаний, к-рые гасятся жидкостными демпферами. Маятниковая система подвески обеспечивает эффективную изоляцию СВЭМ от внеш. вибраций. Управление прибором производится с пульта, находящегося около колонны. Устройство линз, колонны и др. узлов прибора подобно соответствующим устройствам ПЭМ и отличается от них бо́льшими габаритами и весом.

Растровые Э. м. (РЭМ) с термоэмиссионной пушкой — самый распространённый тип приборов в *электронной микроскопии*. В них применяются вольфрамовые и гексаборид-лантановые термокатоды. Разрешающая способность РЭМ зависит от электронной яркости пушки и в приборах рассматриваемого класса составляет 5—10 нм. Ускоряющее напряжение регулируется в пределах от 1 до 30—50 кВ. Устройство РЭМ показано на рис. 4. При помощи двух или трёх электронных линз на поверхность об-

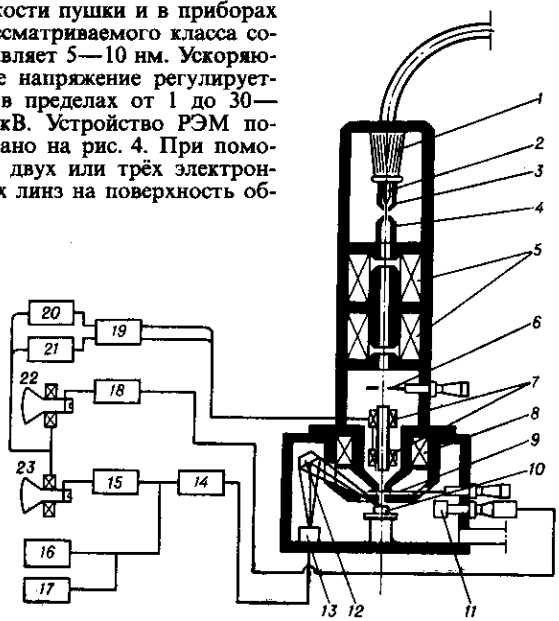


Рис. 4. Схема растрового электронного микроскопа (РЭМ): *1* — изолятор электронной пушки; *2* — *V*-образный термокатод; *3* — фокусирующий электрод; *4* — анод; *5* — конденсорные линзы; *6* — диафрагма; *7* — двухъярусная отклоняющая система; *8* — объектив; *9* — апертурная диафрагма объектива; *10* — объект; *11* — детектор вторичных электронов; *12* — кристаллический спектрометр; *13* — пропорциональный счётчик; *14* — предварительный усилитель; *15* — блок усиления; *16, 17* — аппаратура для регистрации рентгеновского излучения; *18* — блок усиления; *19* — блок регулировки увеличения; *20, 21* — блоки горизонтальной и вертикальной развёрток; *22, 23* — электронно-лучевые трубки.

разца фокусируется узкий электронный зонд. Магн. отклоняющие катушки развёртывают зонд по заданной площади на объекте. При взаимодействии электронов зонда с объектом возникает несколько видов излучений (рис. 5): вторичные и отражённые электроны; оже-электроны; рентгеновское *тормозное излучение* и характеристическое излучение (см. *Характеристический спектр*); световое излучение и т. д. Любое из излучений, токи электронов, прошедших сквозь объект (если он тонкий) и поглощённых

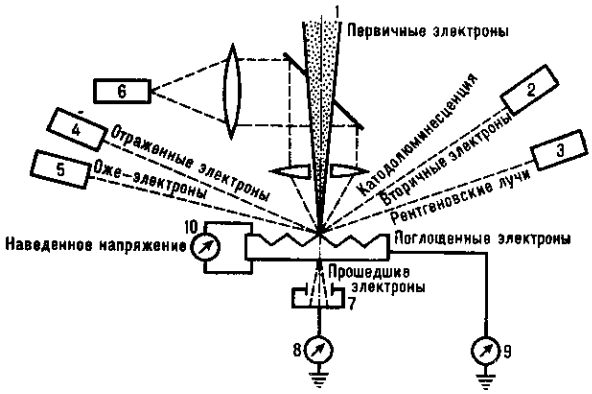


Рис. 5. Схема регистрации информации об объекте, получаемой в РЭМ: 1 — первичный пучок электронов; 2 — детектор вторичных электронов; 3 — детектор рентгеновского излучения; 4 — детектор отражённых электронов; 5 — детектор оже-электронов; 6 — детектор светового излучения; 7 — детектор прошедших электронов; 8 — схема для регистрации тока прошедших через объект электронов; 9 — схема для регистрации тока поглощённых в объекте электронов; 10 — схема для регистрации наведённого на объекте электрического потенциала.

в объекте, а также напряжение, наведённое на объекте, могут регистрироваться соответствующими детекторами, преобразующими эти излучения, токи и напряжения в электрич. сигналы, к-рые после усиления подаются на электронно-лучевую трубку (ЭЛТ) и модулируют её пучок. Развёртка пучка ЭЛТ производится синхронно с развёрткой электронного зонда в РЭМ, и на экране ЭЛТ наблюдается увеличенное изображение объекта. Увеличение равно отношению размера кадра на экране ЭЛТ к соответствующему размеру на сканируемой поверхности объекта. Фотографируют изображение непосредственно с экрана ЭЛТ. Осн. достоинство РЭМ — высокая информативность прибора, обусловленная возможностью наблюдать изображения, используя сигналы разл. детекторов. С помощью РЭМ можно исследовать микрорельеф, распределение хим. состава по объекту, p—n-переходы, производить рентг. спектральный анализ и др. РЭМ широко применяются и в технол. процессах (контроль в электронно-литографич. технологиях, проверка и выявление дефектов в микросхемах, метрология микроизделий и др.).

Высокая разрешающая способность РЭМ реализуется при формировании изображения с использованием вторичных электронов. Она находится в обратной зависимости от диаметра зоны, из к-рой эти электроны эмитируются. Размер зоны зависит от диаметра зонда, свойств объекта, скорости электронов первичного пучка и т. д. При большой глубине проникновения первичных электронов вторичные процессы, развивающиеся во всех направлениях, увеличивают диаметр зоны и разрешающая способность падает. Детектор вторичных электронов состоит из *фотоэлектронного умножителя* (ФЭУ) и электронно-фотонного преобразователя, осн. элементом к-рого является сцинтиллятор. Число вспышек сцинтиллятора пропорционально числу вторичных электронов, выбитых в данной точке объекта. После усиления в ФЭУ и в видеоусилителе сигнал модулирует пучок ЭЛТ. Величина сигнала зависит от топографии образца, наличия локальных электрич. и магн. микрополей, величины коэф. вторичной электронной эмиссии, к-рый, в свою очередь, зависит от хим. состава образца в данной точке.

Отражённые электроны улавливаются полупроводниковым детектором с p—n-переходом. Контраст изображения обусловлен зависимостью коэф. отражения от угла падения первичного пучка в данной точке объекта и от ат. номера вещества. Разрешение изображения, получаемого в «отражённых электронах», ниже, чем получаемого с помощью вторичных электронов (иногда на порядок величины). Из-за прямолинейности полёта электронов инфор-

мация об отд. участках объекта, от к-рых прямого пути к детектору нет, теряется (возникают тени). Для устранения потерь информации, а также для формирования изображения рельефа образца, на к-рое не влияет его элементный состав и, наоборот, для формирования картины распределения хим. элементов в объекте, на к-рую не влияет его рельеф, в РЭМ применяется детекторная система, состоящая из неск. размещённых вокруг объекта детекторов, сигналы к-рых вычитаются один из другого или суммируются, а результирующий сигнал после усиления подаётся на модулятор ЭЛТ.

Рентг. характеристич. излучение регистрируется кристаллич. (волноводисперсным) или полупроводниковым (энергодисперсным) спектрометрами, к-рые взаимно дополняют друг друга. В первом случае рентг. излучение после отражения кристаллом спектрометра попадает в газовый *пропорциональный счётчик*, а во втором — рентг. кванты возбуждают сигналы в полупроводниковом охлаждаемом (для снижения шума) детекторе из кремния, легированного литием, или из германия. После усиления сигналы спектрометров могут быть поданы на модулятор ЭЛТ и на её экране возникнет картина распределения того или иного хим. элемента по поверхности объекта.

На РЭМ, оснащённом рентг. спектрометрами, производят локальный количеств. анализ: регистрируют число импульсов, возбуждаемых рентг. квантами от участка, на к-ром остановлен электронный зонд. Кристаллич. спектрометр с помощью набора кристаллов-анализаторов с разл. межплоскостными расстояниями (см. *Брэгга — Вульфа условие*) дискриминирует с высоким спектр. разрешением характеристич. спектр по длинам волн, перекрывая диапазон элементов от Be до U. Полупроводниковый спектрометр дискриминирует рентг. кванты по их энергиям и регистрирует одновременно все элементы от B (или C) до U. Его спектральное разрешение ниже, чем у кристаллич. спектрометра, но выше чувствительность. Имеются и др. преимущества: быстрая выдача информации, простая конструкция, высокие эксплуатационные характеристики.

Растровые оже-Э. м. (РОЭМ) — приборы, в к-рых при сканировании электронного зонда детектируются оже-электроны из глубины объекта не более 0,1—2 нм. При такой глубине зона выхода оже-электронов не увеличивается (в отличие от электронов вторичной эмиссии) и разрешение прибора зависит только от диаметра зонда. Прибор работает при сверхвысоком вакууме (10^{-7}—10^{-8} Па). Его ускоряющее напряжение ок. 10 кВ. На рис. 6 представлено устройство РОЭМ. Электронная пушка состоит из гексаборид-лантанового или вольфрамового термокатода, работающего в режиме Шоттки, и трёхэлектродной электростатич. линзы. Электронный зонд фокусируется этой линзой и магн. объективом, в фокальной плоскости к-рого находится объект. Сбор оже-электронов производится с помощью цилиндрич. зеркального анализатора энергий, внутренний электрод к-рого охватывает корпус объектива, а внешний примыкает к объекту. С помощью анализатора, дискриминирующего оже-электроны по энергиям, исследуется распределение хим. элементов в поверхностном слое объекта с субмикронным разрешением. Для исследования глубинных слоев прибор оснащается ионной пушкой, при помощи к-рой удаляются верхние слои объекта методом ионно-лучевого травления.

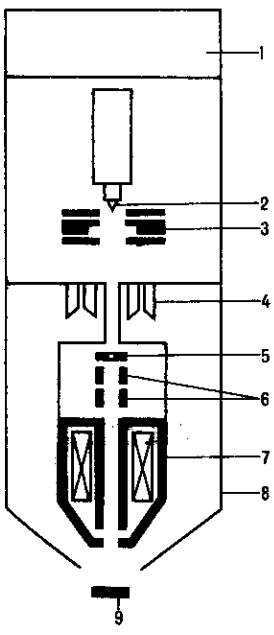


Рис. 6. Схема растрового оже-электронного микроскопа (РОЭМ): 1 — ионный насос; 2 — катод; 3 — трёхэлектродная электростатическая линза; 4 — многоканальный детектор; 5 — апертурная диафрагма объектива; 6 — двухъярусная отклоняющая система для развёртки электронного зонда; 7 — объектив; 8 — наружный электрод цилиндрического зеркального анализатора; 9 — объект.

РЭМ с автоэмиссионной пушкой обладают высокой разрешающей способностью (до 2—3 нм). В автоэмиссионной пушке используется катод в форме острия, у вершины к-рого возникает сильное электрич. поле, вырывающее электроны из катода (*автоэлектронная эмиссия*). Электронная яркость пушки с автоэмиссионным катодом в 10^3—10^4 раз выше яркости пушки с термокатодом. Соответственно увеличивается ток электронного зонда. Поэтому в РЭМ с автоэмиссионной пушкой осуществляют наряду с медленной быструю развёртку, а диаметр зонда уменьшают для повышения разрешающей способности. Однако автоэмиссионный катод работает устойчиво лишь при сверхвысоком вакууме (10^{-7}—10^{-9} Па), что усложняет конструкцию и эксплуатацию таких РЭМ.

Просвечивающие растровые Э. м. (ПРЭМ) обладают столь же высокой разрешающей способностью, как и ПЭМ. В этих приборах применяются автоэмиссионные пушки, работающие в условиях сверхвысокого вакуума (до 10^{-8} Па), обеспечивающие достаточный ток в зонде малого диаметра (0,2—0,3 нм). Диаметр зонда уменьшают две магн. линзы (рис. 7). Ниже объекта расположены детекторы — центральный и кольцевой. На первый попадают нерассеянные электроны, и после преобразования и усиления соответствующих сигналов на экране ЭЛТ появляется светлопольное изображение. На кольцевом детекторе собираются рассеянные электроны, создающие темнопольное изображение. В ПРЭМ можно исследовать более толстые объекты, чем в ПЭМ, т. к. возрастание числа неупруго рассеянных электронов с толщиной не влияет на разрешение (после объекта электронная оптика для формирования изображения отсутствует). С помощью анализатора энергии электроны, прошедшие сквозь объект, разделяются на упруго и неупруго рассеянные пучки. Каждый пучок попадает на свой детектор, и на ЭЛТ наблюдаются соответствующие изображения, содержащие дополнит. информацию об элементном составе объекта. Высокое разрешение в ПРЭМ достигается при медленных развёртках, т. к. в зонде диаметром всего 0,2—0,3 нм ток получается малым. ПРЭМ оснащаются всеми используемыми в электронной микроскопии устройствами для аналитич. иссле-

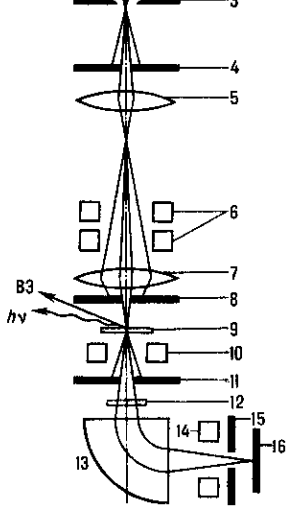


Рис. 7. Принципиальная схема просвечивающего растрового электронного микроскопа (ПРЭМ): 1 — автоэмиссионный катод; 2 — промежуточный анод; 3 — анод; 4 — диафрагма «осветителя»; 5 — магнитная линза; 6 — двухъярусная отклоняющая система для развёртки электронного зонда; 7 — магнитный объектив; 8 — апертурная диафрагма объектива; 9 — объект; 10 — отклоняющая система; 11 — кольцевой детектор рассеянных электронов; 12 — детектор нерассеянных электронов (удаляется при работе магнитного спектрометра); 13 — магнитный спектрометр; 14 — отклоняющая система для отбора электронов с различными потерями энергии; 15 — щель спектрометра; 16 — детектор спектрометра; ВЭ — вторичные электроны; *hν* — рентгеновское излучение.

дований объектов, и в частности спектрометрами энергетич. потерь электронов, рентг. спектрометрами, сложными системами детектирования прошедших, обратно рассеянных и вторичных электронов, выделяющих группы электронов, рассеянных на разл. углы, имеющих разл. энергию и т. п. Приборы комплектуются ЭВМ для комплексной обработки поступающей информации.

Эмиссионные Э. м. создают изображение объекта электронами, к-рые эмитирует сам объект при нагревании, бомбардировке первичным пучком электронов, под действием эл.-магн. излучения и при наложении сильного электрич. поля, вырывающего электроны из объекта. Эти приборы обычно имеют узкое целевое назначение (см. *Электронный проектор*).

Зеркальные Э. м. служат гл. обр. для визуализации электростатич. «потенциальных рельефов» и магн. микрополей на поверхности объекта. Осн. электронно-оптич. элементом прибора является *электронное зеркало*, причём одним из электродов служит сам объект, к-рый находится под небольшим отрицат. потенциалом относительно катода пушки. Электронный пучок направляется в электронное зеркало и отражается полем в непосредственной близости от поверхности объекта. Зеркало формирует на экране изображение «в отражённых пучках»: микрополя возле поверхности объекта перераспределяют электроны отражённых пучков, создавая контраст в изображении, визуализирующий эти микрополя.

Перспективы развития Э. м. Совершенствование Э. м. с целью увеличения объёма получаемой информации, проводившееся многие годы, продолжится и в дальнейшем, а улучшение параметров приборов, и прежде всего повышение разрешающей способности, останется главной задачей. Работы по созданию электронно-оптич. систем с малыми аберрациями пока не привели к реальному повышению разрешения Э. м. Это относится к неосесимметричным системам коррекции аберраций, криогенной оптике, к линзам с корректирующим пространств. зарядом в приосевой области и др. Поиски и исследования в указанных направлениях ведутся. Продолжаются поисковые работы по созданию электронных голографич. систем, в т. ч. и с коррекцией частотно-контрастных характеристик линз. Миниатюризация электростатич. линз и систем с использованием достижений микро- и нанотехнологий также будет способствовать решению проблемы создания электронной оптики с малыми аберрациями.

Лит.: Практическая растровая электронная микроскопия, под ред. Д. Гоулдстейна, Х. Яковица, пер. с англ., М., 1978; Спенс Д., Экспериментальная электронная микроскопия высокого разрешения, пер. с англ., М., 1986; Стоянов П. А., Электронный микроскоп СВЭМ-1, «Известия АН СССР, сер. физ.», 1988, т. 52, № 7, с. 1429; Хокс П., Каспер Э., Основы электронной оптики, пер. с англ., т. 1—2, М., 1993; Oechsner H., Scanning auger microscopy, Le Vide, les Couches Minces, 1994, t. 50, № 271, p. 141; McMullan D., Scanning electron microscopy 1928—1965, «Scanning», 1995, t. 17, № 3, с. 175.

П. А. Стоянов.

ЭЛЕКТРО́ННЫЙ ПАРАМАГНИ́ТНЫЙ РЕЗОНА́НС

(ЭПР) — резонансное поглощение (излучение) эл.-магн. волн радиочастотного диапазона (10^9—10^{12} Гц) парамагнетиками, парамагнетизм к-рых обусловлен электронами. ЭПР — частный случай парамагн. резонанса и более общего явления — *магнитного резонанса*. Лежит в основе радиоспектроскопич. методов исследования вещества (см. *Радиоспектроскопия*). Имеет синоним — электронный спиновый резонанс (ЭСР), подчёркивающий важную роль в явлении спинов электронов. Открыт в 1944 Е. К. Завойским (СССР). В качестве парамагн. частиц (в случае конденсированных сред — парамагн. центров), определяющих парамагнетизм, могут выступать электроны, атомы, молекулы, комплексные соединения, дефекты кристалла, если они обладают отличным от нуля *магнитным моментом*. Источником возникновения магн. момента могут служить неспаренный спин или отличный от нуля суммарный спин (момент кол-ва движения) электронов.

В постоянных магн. полях в результате снятия вырождения у парамагн. частицы возникает система магн. (спиновых) подуровней $\mathscr{E}_i$ (см. *Зеемана эффект*). Между ними под действием эл.-магн. излучения возникают переходы, приводящие к поглощению (излучению) фотона с частотой $\omega_{ij}=|\mathscr{E}_i-\mathscr{E}_j|/\hbar$. В случае одного электрона в постоянном магн. поле $\boldsymbol{H}$ энергии подуровней $\mathscr{E}_{1,2}=\pm g\beta H/2$ и соответственно частота ЭПР ω определяется соотношением

$$\hbar\omega = g\beta H, \qquad (1)$$

где g — фактор спектроскопич. расщепления; β — магнетон Бора; обычно, $H=10^3\div 5\cdot 10^4$ Э; $g\approx 2$.

Экспериментальные методы. Спектрометры ЭПР (радиоспектрометры) работают в сантиметровом и миллиметровом диапазонах длин волн. Используется техника СВЧ-диапазона — генератор (обычно *клистрон*), система волноводов и резонаторов с детектирующим устройством. Образец объёмом в неск. мм^3 помещается в область резонатора, где составляющая эл.-магн. волны (обычно магнитная), вызывающая переходы, имеет пучность. Резонатор устанавливается между полюсами электромагнита — источника постоянного магн. поля. Резонансное условие типа (1) обычно достигается путём изменения напряжённости поля H при фиксированном значении частоты генератора ω. Значение магн. поля при резонансе ($H_р$) в общем случае зависит от ориентации вектора $\boldsymbol{H}$ по отношению к образцу. Сигнал поглощения в виде типичного колоколообразного всплеска или его производной (рис. 1) наблюдается

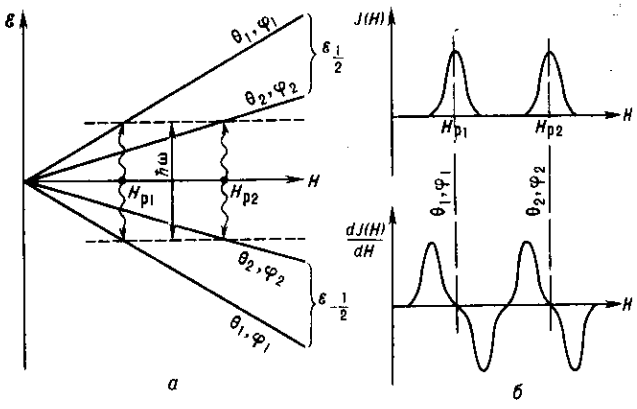


Рис. 1. Электронный парамагнитный резонанс: *а* — парамагнитная частица со спином $S=1/2$, помещённая во внешнее магнитное поле, имеет два подуровня ($\mathscr{E}_{1/2}$ и $\mathscr{E}_{-1/2}$), каждый из которых изменяется пропорционально полю H и зависит от его ориентации по отношению к кристаллографическим осям, задаваемой углами θ и φ. При резонансных значениях магнитного поля H_{p1} и H_{p2} (углы θ_1, φ_1 и θ_2, φ_2) разность $\mathscr{E}_{1/2}-\mathscr{E}_{-1/2}$ становится равной кванту энергии $\hbar\omega$ СВЧ-излучения. При этом в спектре поглощения (*б*) наблюдаются характерные всплески вблизи H_{p1} и H_{p2} (приведены сигнал поглощения и его производная).

с помощью осциллоскопа или самописца. Наиб. часто исследуется сигнал поглощения, пропорциональный мнимой части динамической магн. восприимчивости (χ'') образца. Однако в ряде случаев регистрируется её действительная часть (χ'), определяющая долю намагниченности, меняющуюся синфазно с магн. компонентой эл.-магн. волны. ЭПР может проявляться в виде микроволновых аналогов оптич. эффектов Фарадея и Коттона — Мутона. Для их регистрации используются волноводы, в конце к-рых устанавливаются спец. антенны, вращающиеся вокруг оси волновода и измеряющие поворот плоскости поляризации или эллиптичность волны, вышедшей из образца. Широкое распространение получили импульсные методы, позволяющие анализировать временные зависимости сигналов ЭПР (т. н. спиновую индукцию и *спиновое эхо*). Существует и ряд др. методик для изучения релаксац. процессов, в частности для измерения времён релаксации.

Теоретическое описание. Для описания спектра ЭПР используется *спиновый гамильтониан*, к-рый для каждого

конкретного случая имеет свой вид. В общем случае он может быть представлен в форме, учитывающей все возможные взаимодействия парамагн. частицы (центра):

$$\hat{W} = \hat{W}_H + \hat{W}_к + \hat{W}_{ст} + \hat{W}_{сс} + \hat{W}_д + \hat{W}_E, \qquad (2)$$

где $\hat{W}_H$ описывает взаимодействие с внеш. магн. полем H; $\hat{W}_к$ — взаимодействие с внутрикристаллич. электрич. полем; $\hat{W}_{ст}$ — с магн. моментом собственного и окружающих ядер (*сверхтонкое взаимодействие* и суперсверхтонкое взаимодействие); $\hat{W}_{сс}$ — *спин-спиновые взаимодействия* парамагн. центров между собой (обменное взаимодействие, диполь-дипольное и др.); $\hat{W}_д$ — взаимодействие с приложенным внеш. давлением P (деформациями); $\hat{W}_E$ — с внеш. электрич. полем E. Каждое слагаемое, входящее в (2), может состоять из неск. членов, вид к-рых зависит от величины электронных и ядерных спинов и локальной симметрии центра. Часто встречающиеся выражения имеют вид:

$$\hat{W}_H = g\beta \boldsymbol{HS};\ \hat{W}_к = a\left(S_x^4 + S_y^4 + S_z^4\right);$$
$$\hat{W}_{ст} = A\left(\boldsymbol{S}^{(i)}\boldsymbol{I}^{(k)}\right);\ \hat{W}_{сс} = J\left(\boldsymbol{S}^{(i)}\boldsymbol{S}^{(k)}\right);$$
$$\hat{W}_д = CP\left[S_z^2 - S(S+1)\hat{e}/3\right];$$
$$W_E = RE_z\left(\hat{S}_x\hat{S}_y + \hat{S}_y\hat{S}_x\right),$$

где g, a, A, J, C, R — параметры теории, $\boldsymbol{S}^{(i)}$ и $\boldsymbol{I}^{(k)}$ — i-й и k-й спины электронов и ядра; $\hat{e}$ — единичная матрица. Спиновый гамильтониан (2) обычно относят к одному электронному или электронно-колебат. терму (обычно основному), предполагая, что другие термы отстоят от него на величину, значительно превышающую энергию кванта ЭПР-перехода. Но в ряде случаев, напр. при наличии *Яна — Теллера эффекта*, возбуждённые термы могут находиться достаточно близко и их необходимо учитывать при описании спектров ЭПР. Тогда для сохранения формализма спинового гамильтониана можно ввести эфф. спин $(S_{эф})$, связанный с общим числом состояний всех уровней (r) соотношением $r = 2S_{эф} + 1$. Другой подход возможен в рамках метода матрицы возмущения: находится полная матрица оператора возмущения на всех состояниях учитываемых уровней.

Каждое из слагаемых (2) может быть разделено на две части: статическую и динамическую. Статич. часть определяет положение линий в спектре, динамическая — вероятности квантовых переходов, в т. ч. обусловливающих и релаксац. процессы. Энергетич. структуру и волновые ф-ции находят, решая систему ур-ний, соответствующую (2). Число ур-ний равно

$$\prod_{k=1}^{n}(2S_k + 1)\prod_{r=1}^{p}(2I_r + 1),$$

где n и p — число фигурирующих в (2) спинов электронов и ядер. Обычно S и I принимают значения от $^1/_2$ до $^7/_2$; $n = 1, 2$; $p = 1$ — 50, что указывает на возможность существования секулярных ур-ний высокого порядка. Для преодоления техн. трудностей при диагонализации (2) используют приближённые (аналитические) расчёты. Не все слагаемые (2) одинаковы по величине. Обычно $\hat{W}_H$ и $\hat{W}_к$ превосходят др. члены, а $\hat{W}_д$ и $\hat{W}_E$ значительно меньше предыдущих. Это позволяет развить теорию возмущений в неск. этапов. Кроме того, разработаны спец. программы для ЭВМ.

Цель феноменологич. теории — нахождение для определ. перехода выражения для $H_р$ в ф-ции параметров спинового гамильтониана и углов, характеризующих ориентацию внеш. полей относительно кристаллографич. осей. Сопоставлением $(H_р)_{теор}$ с $(H_р)_{эксп}$ устанавливается правильность выбора (2) и находятся параметры спинового гамильтониана.

Параметры спинового гамильтониана рассчитываются независимо с помощью методов квантовой механики, исходя из определ. модели парамагн. центра. При этом используют теорию кристаллич. поля, метод молекулярных орбиталей, др. методы *квантовой химии* и теории твёрдого тела. Осн. трудность этой проблемы состоит в определении электронной энергетич. структуры и волновых ф-ций парамагн. центров. Если эти составляющие ур-ния Шрёдингера найдены, а операторы возмущения известны, задача сводится к вычислению лишь соответствующих матричных элементов. В силу сложности всего комплекса проблем полных расчётов параметров спинового гамильтониана проведено пока мало и не во всех из них достигнуто удовлетворит. согласие с экспериментом. Обычно ограничиваются оценками по порядку величины, используя приближённые ф-лы.

Спектр ЭПР (число линий, их зависимость от ориентации внеш. полей относительно кристаллографич. осей) полностью определяется спиновым гамильтонианом. Так, при наличии лишь зеемановского взаимодействия выражение для энергии имеет вид $\mathscr{E}_M = g\beta H_z M$, где M — квантовое число оператора $\hat{S}_z$, принимающее $2S+1$ значений: $-S$, $-S+1$, ..., $S-1$, S. Магн. составляющая эл.-магн. волны в данном случае вызывает лишь переходы с правилами отбора $\Delta M = \pm 1$, и, в силу эквидистантности уровней, в спектре ЭПР будет наблюдаться одна линия. Нарушение эквидистантности возникает за счёт др. слагаемых спинового гамильтониана. Так, аксиально симметричное слагаемое из $\hat{W}_к$, характеризуемое параметром D, добавляет к $\mathscr{E}_M$ член $(\Delta\mathscr{E}_M)_к = D\left[M^2 - \frac{1}{3}S(S+1)\right]$, $H_р$ оказывается зависящим от M, и в спектре будет наблюдаться $2S$ линий. Учёт слагаемого AS_zI_z из $\hat{W}_{ст}$ приводит к добавке $(\Delta\mathscr{E}_M)_{ст} = AMm$, где m — квантовое число оператора I_z; $H_р$ будет зависеть от m, и в спектре ЭПР будет $2I+1$ линия. Другие слагаемые из (2) могут приводить к дополнительным, «запрещённым» правилам отбора (напр., $\Delta M = \pm 2$), что увеличивает число линий в спектре.

Специфическое расщепление линий возникает под действием электрич. поля (слагаемое $\hat{W}_E$). В кристаллах часто (корунд, вольфрамиты, кремний) существуют инверсионно неэквивалентные положения, в к-рых могут с равной вероятностью находиться примесные ионы. Так как магн. поле нечувствительно к операции инверсии, оно эти положения не различает, и в спектре ЭПР линии от них совпадают. Приложенное к кристаллу электрич. поле для разных неэквивалентных положений в силу их взаимной инвертированности будет направлено в противоположные стороны. Поправки к $H_р$ (линейные по E) от разных положений будут с противоположными знаками, и смещение двух групп линий проявится в виде расщепления.

В отсутствие магн. поля $(\hat{W}_H = 0)$ расщепление уровней, называемое начальным, обусловлено др. членами (2). Число возникающих уровней, кратность их вырождения зависят от величины спина и симметрии парамагн. центра. Между ними возможны переходы (соответствующее явление получило назв. б е с п о л е в о г о р е з о н а н с а). Для его осуществления можно менять частоту ν эл.-магн. излучения, либо при $\nu = \text{const}$ менять расстояние между уровнями внеш. электрич. полем, давлением, изменением темп-ры.

Определение симметрии парамагнитного центра. Угл. зависимость $H_р(\theta, \varphi)$ отражает симметрию спинового гамильтониана, к-рая в свою очередь связана с симметрией парамагн. центра. Это даёт возможность по виду ф-ции $H_р(\theta, \varphi)$, найденной экспериментально, определять симметрию центра. В случае высокосимметричных групп (O_h, T_d, C_{4v} и др.) функция $H_р(\theta, \varphi)$ обладает рядом характерных особенностей: 1) положения экстремумов для линий разных переходов совпадают; 2) расстояние между экстремумами равно $\pi/2$ (эффект ортогональности); 3) ф-ция $H_р$ симметрична относительно положений экстремумов и др. В случае низкосимметричных групп (C_1, C_2, C_3 и др.) все эти закономерности нарушены (эффекты низкой симметрии). Эти эффекты используются для определения структуры дефектов.

Обычному ЭПР соответствует спиновый гамильтониан, не учитывающий электрич. полей $(\hat{W}_E = 0)$. В него входят лишь операторы момента кол-ва движения и магн. поля. В силу их псевдовекторной природы макс. число несовпадающих спиновых гамильтонианов будет равно 11 (из 32 возможных точечных групп). Это приводит к неоднознач-

ности в определении симметрии парамагн. центров, к-рую можно устранить, используя внеш. электрич. поле. Линейный по E оператор $\hat{W}_E$ различен для разных точечных групп, не обладающих центром инверсии (для инверсионных центров $\hat{W}_E=0$). На 1-м этапе из экспериментов без поля E определяется совокупность групп с одним и тем же гамильтонианом, соответствующая симметрии спектра обычного ЭПР. На 2-м этапе используется поле E и учитывается то обстоятельство, что в каждую совокупность групп входит лишь одна группа с центром инверсии.

Исследование неупорядоченных систем. Наряду с изучением парамагн. центров в совершенных кристаллах ЭПР применяют и для исследования *неупорядоченных систем* (порошки, стёкла, растворы, кристаллы с дефектами). Особенностью таких систем является неодинаковость (неоднородность) условий в местах расположения центров из-за различий во внутр. электрич. (магн.) полях и деформациях, вызванных структурными искажениями кристалла; неэквивалентности ориентаций парамагн. центров по отношению к внеш. полям; неоднородности последних. Это приводит к разбросу параметров спинового гамильтониана и как следствие к неоднородному уширению линий ЭПР. Изучение этих линий позволяет получить информацию о характере и степени дефектности кристалла. Неоднородное уширение любой природы можно рассматривать с единой точки зрения. Общее выражение для формы линии имеет вид:

$$J(H)=\int\psi\left[H-H_{\text{р}}(F)\right]V(F)\,\rho(F)\,dF, \qquad (3)$$

где ψ — функция, описывающая исходную форму линии без учёта возмущающих факторов; $V(F)$ — вероятность перехода в единицу времени; $\rho(F)$ — ф-ция распределения параметров $F(F_1, F_2, ..., F_k)$, характеризующих механизмы уширения (компоненты полей, деформаций, углы). Так, в случае хаотически ориентированных парамагн. центров (порошки) под F следует понимать углы Эйлера, характеризующие ориентацию частицы порошка по отношению к системе координат, связанной с внеш. полями. На рис. 2 приведён типичный спектр ЭПР порошка для спинового гамильтониана вида $\hat{W}_H=\beta\sum_{i=x,y,z} g_{ii}H_i\hat{S}_i$. Вместо угл. зависимости одиночной узкой линии, присущей парамагн. центрам в монокристаллах, в этом случае возникает ориентационно уширенная огибающая линия.

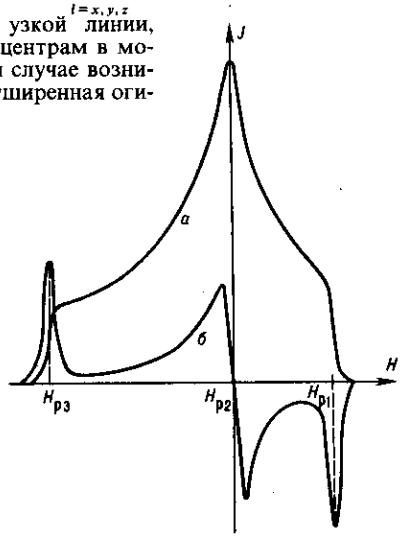


Рис. 2. Сигнал электронного парамагнитного резонанса хаотически ориентированных парамагнитных центров. Линия поглощения ($а$) и её производная ($б$) в случае ромбической симметрии спинового гамильтониана. Характерные точки спектра связаны с параметрами спинового гамильтониана соотношением $H_{\text{р}i}=\hbar\omega/\beta g_{i_{ii}}$.

Релаксационные процессы. ЭПР сопровождается процессами восстановления нарушенного эл.-магн. излучением равновесия в среде, соответствующего распределению Больцмана. Эти релаксац. процессы обусловлены связью между парамагн. центром и решёткой, а также центров между собой. Соответственно различают спин-решёточную и спин-спиновую релаксации. Если переходы под действием эл.-магн. волны преобладают, наступает явление насыщения (выравнивание населённостей уровней), проявляющееся в уменьшении сигнала ЭПР. Релаксац. процессы характеризуются временами релаксации и описываются кинетич. ур-ниями (см. *Кинетическое уравнение основное*). В случае двух уровней i и j ур-ния для населённостей n_i и n_j имеют вид

$$\dot{n}_i=-n_i a+n_j b,\ \dot{n}_j=n_i a-n_j b,$$

где $a=v_{ij}^0+v_{ij}$, $b=v_{ji}^0+v_{ji}$, v_{ij}^0 и v_{ij} — вероятности перехода в единицу времени с уровня i на уровень j под действием эл.-магн. волны и релаксац. механизмов соответственно $(v_{ij}^0=v_{ji}^0)$. Время релаксации $T_{\text{р}}$ определяется выражением $T_{\text{р}}=(v_{ij}+v_{ji})^{-1}$ и характеризует скорость установления равновесия. Релаксац. процессы, определяя времена жизни частиц на спиновых уровнях, приводят к их уширению, что сказывается на ширине и форме линии ЭПР. Это уширение, к-рое одинаковым образом проявляется у всех парамагн. центров, принято называть однородным. Оно определяет, в частности, ф-цию ψ, входящую в (3).

Двойные резонансы. Для описания спиновой системы введено понятие спиновой температуры T_s. Определяющая распределение Больцмана связь между населённостью уровней и темп-рой обобщена на случай неравновесных населённостей. Из неё при произвольных соотношениях населённостей верх. $(n_{\text{в}})$ и ниж. $(n_{\text{н}})$ уровней следует, что $T_s=-(\mathscr{E}_{\text{в}}-\mathscr{E}_{\text{н}})/\ln(n_{\text{в}}/n_{\text{н}})$. При $n_{\text{в}}=n_{\text{н}}$ (насыщение) $T_s=\infty$, а при $n_{\text{в}}>n_{\text{н}}$ величина $T_s<0$. Возможность создания неравновесной населённости и, в частности, ситуаций, при к-рых $T_s=\infty$ и $T_s<0$, привело к развитию двойных резонансов на базе ЭПР. Они характеризуются тем, что при наличии многоуровневой системы осуществляются резонансные переходы одновременно (или в определ. последовательности) на двух частотах (рис. 3). Цель

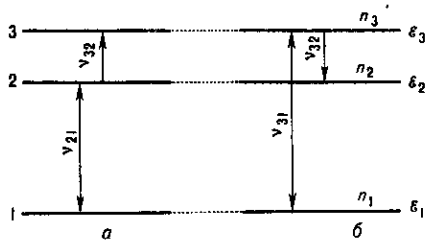


Рис. 3. Двойной резонанс в многоуровневой системе. Выделены 3 уровня, для которых $\mathscr{E}_2-\mathscr{E}_1\gg\mathscr{E}_3-\mathscr{E}_2$ и $n_1^0-n_2^0\gg n_2^0-n_3^0$ (n^0 — равновесное значение); $а$ — усиление поглощения; интенсивным электромагнитным излучением насыщаются уровни 1 и 2, так что $n_1\approx n_2=(n_1^0+n_2^0)/2$; в результате n_2-n_3 увеличивается на $(n_1^0-n_2^0)/2$, и сигнал поглощения на частоте ν_{32} резко возрастает; $б$ — мазерный эффект; насыщение уровней 1 и 3 приводит к необходимому условию $[n_3-n_2\approx(n_1^0-n_2^0)/2>0]$ для генерирования эл.-магн. излучения на частоте ν_{32}.

осуществления двойных резонансов: увеличение интенсивности поглощения за счёт увеличения разности населённостей (рис. 3, $а$); получение источника эл.-магн. излучения путём создания на верхнем уровне большей населённости, чем на нижнем (рис. 3, $б$). Принцип усиления сигнала лёг в основу реализации ряда двойных резонансов в случаях, когда в системе имеются спины разных сортов. Так, при наличии электронных и ядерных спинов возможен двойной электронно-ядерный резонанс (ДЭЯР). Сверхтонкое расщепление уровней обычно значительно меньше зеемановского. Это создаёт возможность усиливать переходы между сверхтонкими подуровнями путём насыщения спин-электронных переходов. В методе ДЭЯР повышается не только чувствительность аппаратуры, но и её разрешающая способность, т. к. сверхтонкие взаимодействия с каждым ядром можно наблюдать непосредственно в соответствующем спин-ядерном переходе (в то время как анализ сверхтонкой структуры по спектру ЭПР во многих случаях затруднён из-за перекрывания линий). Благодаря этим преимуществам ДЭЯР нашёл широкое применение в физике твёрдого тела, и в частности в физике полупроводников. С его помощью удаётся проанализиро-

вать ядра многих координац. сфер вблизи дефекта, что позволяет однозначно определить его природу и свойства. Двойные резонансы, связанные с получением источников эл.-магн. излучения, легли в основу работы квантовых генераторов, что привело к созданию и развитию нового направления — квантовой электроники.

Заключение. ЭПР нашёл широкое применение в разл. областях физики, химии, геологии, биологии, медицине. Интенсивно используется для изучения поверхности твёрдых тел, фазовых переходов, неупорядоченных систем. В физике полупроводников с помощью ЭПР исследуются мелкие и глубокие точечные примесные центры, свободные носители заряда, носитель-примесные пáры и комплексы, радиац. дефекты, дислокации, структурные дефекты, дефекты аморфизации, межслойные образования (типа границ $Si-SiO_2$), изучаются носитель-примесное взаимодействие, процессы рекомбинации, фотопроводимость и др. явления.

Лит.: Альтшулер С. А., Козырев Б. М., Электронный парамагнитный резонанс соединений элементов промежуточных групп, 2 изд., М., 1972; Пул Ч., Техника ЭПР-спектроскопии, пер. с англ., М., 1970; Абрагам А., Блини Б., Электронный парамагнитный резонанс переходных ионов, пер. с англ., т. 1—2, М., 1972—73; Мейльман М. Л., Самойлович М. И., Введение в спектроскопию ЭПР активированных монокристаллов, М., 1977; Электрические эффекты в радиоспектроскопии, под ред. М. Ф. Дейгена, М., 1981; Ройцин А. Б., Маевский В. Н., Радиоспектроскопия поверхности твердых тел, К., 1992; Радиоспектроскопия твердого тела, под ред. А. Б. Ройцина, К., 1992. *А. Б. Ройцин.*

ЭЛЕКТРО́ННЫЙ ПАРАМАГНИ́ТНЫЙ РЕЗОНА́НС акустический — см. *Акустический парамагнитный резонанс.*

ЭЛЕКТРО́ННЫЙ ПРОЕ́КТОР (автоэлектронный микроскоп, полевой электронный микроскоп) — безлинзовый электронно-оптический прибор для получения увеличенного в 10^5—10^6 раз изображения поверхности твёрдого тела. Изобретён в 1936 Э. Мюллером (E. W. Müller). Осн. части Э. п.: катод в виде проволочки (острия) с точечным эмиттером на конце, радиус кривизны к-рого $r \sim 10^{-7}$—10^{-8} м; стеклянная сферич. или конусообразная колба, дно к-рой покрыто слоем люминофора; анод в виде проводящего слоя на стенках колбы или проволочного кольца, окружающего катод. Из колбы откачивается воздух (остаточное давление 10^{-9}—10^{-11} мм рт. ст.). (В др. варианте катод и анод могут быть собраны в вакуумной камере.) Когда на анод подают положит. напряжение в неск. тыс. В относительно расположенного в центре колбы катода, напряжённость электрич. поля F у поверхности кончика острия достигает 10^7—10^8 В/см. Это обеспечивает интенсивную *автоэлектронную эмиссию*. При этом электроны эмитируются преим. с мест локального увеличения F: над небольшими неровностями и выступами поверхности эмиттера и с участков с пониженной работой выхода φ.

Эмитированные электроны, ускоряясь в радиальных (относительно острия) направлениях, бомбардируют экран, вызывая свечение люминофора, и создают на экране увеличенное контрастное изображение поверхности катода, как правило, отражающее её кристаллич. структуру (рис. 2, *а* к ст. *Ионный проектор*). Контраст автоэлектронного изображения определяется плотностью автоэмиссионного тока, к-рая зависит от локальной работы выхода φ, отражающей кристаллографич. строение поверхности эмиттера, и от величины поля F у поверхности эмиттера. Увеличение в Э. п. равно отношению $R/\beta r$, где R — расстояние катод — экран; $\beta \approx 1{,}5$ — константа, зависящая от геометрии трубки. Разрешающую способность Э. п. ограничивают наличие тангенциальных составляющих скоростей автоэлектронов у кончика острия и (в меньшей степени) явление дифракции электронов. Предел разрешения Э. п. составляет $(2—3) \cdot 10^{-7}$ см.

Э. п. применяются для изучения автоэлектронной эмиссии металлов и полупроводников, для определения работы выхода с разных граней монокристалла и др., для наблюдения фазовых превращений, изучения адсорбции и поверхностной диффузии атомов разл. веществ на проводящей поверхности, для исследования эффектов в сильных полях и т. д. Э. п., при крайней простоте, обеспечивает высокую разрешающую способность. В случаях, когда её необходимо повысить до атомной, его легко перевести в режим *ионного проектора*.

Лит. см. при ст. *Автоэлектронная эмиссия.* *В. Н. Шредник.*

ЭЛЕКТРО́ННЫЙ ПУЧО́К — поток электронов, движущихся по близким траекториям в одном направлении, имеющий размеры, значительно бóльшие в направлении движения, чем в поперечной плоскости. Поскольку Э. п. является совокупностью одноимённых заряж. частиц, внутри него имеется *пространственный заряд* электронов, создающий собств. электрич. поле. С др. стороны, движущиеся по близким траекториям электроны можно рассматривать как линейные токи, создающие собств. магн. поле. Электрич. поле пространств. заряда создаёт силу, стремящуюся расширить пучок («кулоновское расталкивание»), магн. поле линейных токов создаёт силу Лоренца, стремящуюся сжать пучок. Расчёт показывает, что действие пространств. заряда начинает заметно сказываться (при энергиях электронов в неск. кэВ) при токах в неск. десятых мА, тогда как «стягивающее» действие собств. магн. поля заметно проявляется только при скоростях электронов, близких к скорости света — энергии электронов порядка МэВ. Поэтому при рассмотрении Э. п., используемых в разл. электронных приборах, техн. установках, в первую очередь необходимо принимать во внимание действие собств. пространств. заряда, а действие собств. магн. поля учитывать только для релятивистских пучков.

Интенсивность Э. п. Осн. критерием условного разделения Э. п. на неинтенсивные и интенсивные является необходимость учёта действия поля собств. пространств. заряда электронов пучка. Очевидно, чем больше ток пучка, тем больше плотность пространств. заряда, сильнее расталкивание. С др. стороны, чем больше скорость электронов, тем меньше скажется на характере движения электронов собств. электрич. поле пучка — чем выше энергия электронов, тем «жёстче» пучок. Количественно действие поля пространств. заряда характеризуется коэф. пространственного заряда — первеансом, определяемым как

$$P = I/U^{3/2}\,[\text{А}/\text{В}^{3/2}],$$

где I — ток пучка; U — ускоряющее напряжение, определяющее энергию электронов пучка.

Заметное влияние пространств. заряда на движение электронов в пучке начинает проявляться при $P \geqslant P^* = 10^{-8}\text{А}/\text{В}^{3/2} = 10^{-2}$ мкА/$\text{В}^{3/2}$. Поэтому к интенсивным пучкам принято относить Э. п. с $P > P^*$.

Неинтенсивные пучки (с $P < P^*$) малого сечения, часто называемые электронными лучами, рассчитываемые по законам геом. электронной оптики без учёта действия поля собств. пространств. заряда, формируются с помощью электронных прожекторов и используются в основном в разл. *электронно-лучевых приборах*.

В интенсивных пучках действие собств. пространств. заряда существенно влияет на характеристики Э. п. Во-первых, интенсивный Э. п. в пространстве, свободном от внеш. электрич. и магн. полей, за счёт кулоновского расталкивания неограниченно расширяется; во-вторых, за счёт отрицат. электрич. заряда электронов пучка происходит падение потенциала в пучке. Если с помощью внеш. электрич. или магн. полей ограничить расширение интенсивного пучка, то при достаточно большом токе потенциал внутри пучка может понизиться до нуля, пучок «оборвётся». Поэтому для интенсивных пучков существует понятие предельного (максимального) первеанса. Практически при ограничении расширения пучка внеш. полями удаётся сформировать протяжённые устойчивые интенсивные пучки с $P \lesssim 5 \cdot 10$ мкА/$\text{В}^{3/2}$.

Полное матем. описание интенсивных Э. п. затруднительно, поскольку реальный электронный поток состоит из множества движущихся электронов, учесть взаимодействие между к-рыми практически невозможно. При введении нек-рых упрощающих предположений, в частности, заменяя сумму сил, действующих на выбранный электрон со стороны соседних электронов, силой действия на этот

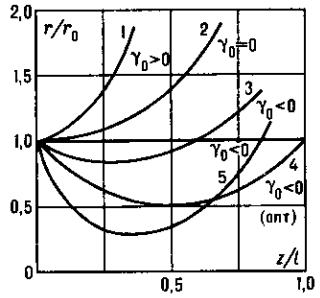
электрон нек-рой электрически заряженной среды с непрерывно распределённой плотностью пространств. заряда и разбивая весь пучок на совокупность «трубок тока», удаётся с помощью ЭВМ рассчитать с достаточной для практич. целей точностью осн. параметры интенсивного пучка: форму пучка (огибающую), распределение плотности тока и потенциала по сечению пучка.

Геометрия Э. п. Практически применяются пучки трёх конфигураций: ленточные (плоские), имеющие в поперечном сечении вид прямоугольника с «толщиной», значительно меньшей «ширины», осесимметричные, имеющие в поперечном сечении форму круга, и трубчатые, имеющие в поперечном сечении форму кольца. Для формирования Э. п. таких типов разработаны соответствующие *электронные пушки* и системы ограничения.

Влияние пространств. заряда неодинаково в пучках разл. конфигурации. Наиб. влияние на характер движения электронов на границе Э. п. имеет составляющая напряжённости электрич. поля, создаваемого пространств. зарядом, направленная перпендикулярно оси осесимметричных пучков и широкой стороне ленточных.

Радиальная составляющая напряжённости электрич. поля на границе осесимметричного пучка прямо пропорциональна току пучка и обратно пропорциональна радиусу его сечения и скорости электронов пучка. Это создаёт силу, направленную от оси, стремящуюся расширить пучок. Расталкивающая сила тем больше, чем больше ток, меньше скорость и радиус пучка. Теоретически в осесимметричных пучках траектории электронов не могут пересечь ось, а сечение пучка нельзя свести в точку, т. к. при уменьшении сечения расталкивающая сила неограниченно возрастает.

Огибающая интенсивного осесимметричного пучка в пространстве, свободном от электрич. и магн. полей, описывается зависимостью, близкой к экспоненциальной. На рис. показаны огибающие осесимметричных пучков,



Огибающие осесимметричных электронных пучков: γ_0 — угол входа пучка в свободное от полей пространство; r_0 — начальный радиус; 1 — расходящийся пучок ($\gamma_0>0$); 2 — цилиндрический пучок ($\gamma_0=0$); 3, 4, 5 — сходящиеся пучки ($\gamma_0<0$). Пучок 4 — оптимальный, так как кроссовер (наименьшее сечение) пучка находится на самом удалённом расстоянии ($z/l=0,5$) от исходной плоскости.

имеющих до входа в свободное пространство цилиндрическую (кривая 2, $\gamma_0=0$), расходящуюся (кривая 1, $\gamma_0>0$) и сходящуюся (кривые 3—4, $\gamma_0<0$) формы (γ_0 — угол наклона касательной к огибающей пучка, угол входа). Как видно на рис., пучки, первоначально сформированные как цилиндрические ($\gamma_0=0$) и расходящиеся ($\gamma_0>0$), в свободном от полей пространстве неограниченно расширяются; пучки, сформированные как сходящиеся, вначале сжимаются ($r/r_0<1$), проходят плоскость наименьшего сечения (плоскость кроссовера), затем также начинают расширяться. Радиус мин. сечения пучка — радиус кроссовера — определяется выражением

$$r_{кр}=r_0\exp\left[-326\left(\operatorname{tg}\gamma_0\right)^2/P\right],$$

где r_0 — радиус Э. п. до входа в свободное пространство.

Радиус кроссовера тем меньше, чем меньше первеанс и больше $|\gamma_0|$. С ростом (по абс. величине) угла входа пучка в свободное от полей пространство (γ_0) плоскость кроссовера сначала удаляется от исходной плоскости, затем начинает приближаться к ней (последовательно кривые 3, 4, 5). Для каждого значения первеанса существует оптимальный «угол влёта» γ_0, при к-ром кроссовер наиб. удалён от исходной плоскости, то есть Э. п. с данным первеансом может быть проведён на наибольшее расстояние с радиусом, не превышающим исходный.

Ленточные интенсивные пучки в свободном от электрич. и магн. полей пространстве также неограниченно расширяются (становятся «толще»), контур огибающей пучка описывается параболич. законом. В отличие от осесимметричного пучка, ленточный пучок при оптимальном входном угле теоретически может быть сведён в линию, т. е. может быть получен линейный фокус. Пучки др. конфигураций в свободном пространстве также неограниченно расширяются; трубчатый Э. п. расширяется несколько меньше, чем сплошной осесимметричный.

Эксперим. проверка полученных расчётных соотношений затруднена, поскольку само понятие границы (огибающей) интенсивного пучка условно, т. к. в реальных пучках плотность тока при удалении от оси осесимметричного или от ср. плоскости ленточного пучков спадает постепенно, и границей пучка условно считается окружность или прямая, вдоль к-рой плотность тока составляет нек-рую малую долю ($\sim 0,1$) её макс. величины на оси.

Потенциал Э. п. Падение потенциала внутри интенсивного пучка ограничивает возможность формирования протяжённого интенсивного пучка с высоким первеансом. Теоретич. исследования показывают, что в интенсивном неограниченном потоке, заполняющем пространство между двумя плоскими параллельными проводящими поверхностями с одинаковым потенциалом, определяющим энергию электронов потока, с увеличением тока в ср. плоскости образуется минимум потенциала. При достижении $P=18,64$ мкА/В$^{3/2}$ потенциал спадает до нуля, образуется *виртуальный катод*, часть электронов проходит через плоскость минимума, часть отражается к исходной плоскости, нормальное токопрохождение нарушается. Эксперим. проверка подтверждает это, именно при приближении P к 18,64 мкА/В$^{3/2}$ в потоке возникают неустойчивости, колебания электронных слоёв, прохождение тока нарушается.

В реальных Э. п., ограниченных внеш. электрич. и магн. полями, также происходит падение потенциала, но т. к. в большинстве приборов, где используются интенсивные Э. п., протяжённый пучок пропускается через трубу с положит. потенциалом, на поверхности пучка удаётся поддерживать потенциал, близкий к потенциалу трубы. Но и при наличии проводящей трубы потенциал на оси осесимметричного или в ср. плоскости ленточного пучков заметно понижается, и по достижении достаточно большого первеанса (большего, чем в случае неограниченного потока) возникает неустойчивость, пучок обрывается.

Формирование Э. п. Поскольку Э. п. в свободном пространстве неограниченно расширяется, при практич. использовании интенсивных пучков кроме системы, формирующей пучок,— электронной пушки — необходима система, ограничивающая расхождение пучка. Расширение Э. п. ограничивается с помощью внеш. электрич. и магн. полей. Классич. пример протяжённого интенсивного Э. п.— т. н. поток Бриллюэна — цилиндрич. пучок, ограниченный продольным однородным магн. полем. При определ. соотношении четырёх величин — нач. радиуса r_0, тока пучка I, напряжения U_0, определяющего энергию электронов до входа в магн. поле, и магн. индукции продольного однородного магн. поля B_0 — теоретически возможно получить устойчивый цилиндрич. Э. п. При оптимальном соотношении r_0, I, U_0 и B_0 макс. первеанс бриллюэновского потока достигает 25,4 мкА/В$^{3/2}$. При макс. первеансе потенциал на оси пучка составляет всего 1/3 значения на границе. При ограничении магн. полем трубчатых пучков можно получить ещё бо́льшие значения первеанса.

Практически сформировать протяжённые Э. п. с первеансом, близким к теоретически максимально возможному, не удаётся из-за ряда причин: разброса нач. скоростей электронов, эмитированных катодом, трудности создания

ограничивающих полей строго заданной конфигурации, практич. невозможностью строго выполнить нач. условия ввода пучка в систему ограничения и др. Реальные Э. п. имеют волнистую и пульсирующую границы, форма пучка не остаётся неизменной. Поэтому для предупреждения осаждения электронов пучка на поверхности пролётного канала радиус проводящей трубки, сквозь к-рую пропускается интенсивный пучок, выбирается на 20—30% больше радиуса пучка.

Лит.: Алямовский И. В., Электронные пучки и электронные пушки, М., 1966; Молоковский С. И., Сушков А. Д., Интенсивные электронные и ионные пучки, 2 изд., М., 1991.

А. А. Жигарев.

ЭЛЕКТРО́ННЫЙ ТОПОЛОГИ́ЧЕСКИЙ ПЕРЕХО́Д (фазовый переход $2^1/_2$ рода, переход И. М. Лифшица) — изменение топологии (связности) *ферми-поверхности* металла в результате внеш. воздействия. Явления, обусловленные Э. т. п., наблюдаются в металлах при низкой темп-ре.

Нек-рые изоэнергетич. поверхности в пространстве квазиимпульсов $\boldsymbol{p}$, описывающие электронный энергетич. спектр (см. *Зонная теория*), содержат критич. точки $\boldsymbol{p}=\boldsymbol{p}_c$, в к-рых скорость электрона $\boldsymbol{v}=\partial\mathscr{E}/\partial\boldsymbol{p}=0$ (см. *Ван Хова особенности*). Такие поверхности наз. критическими $\mathscr{E}_c=\mathscr{E}(\boldsymbol{p}_c)$. При Э. т. п. поверхность Ферми совпадает с критич. изоэнергетич. поверхностью

$$\mathscr{E}_F(\boldsymbol{p})=\mathscr{E}_c.$$

Если критич. точка не вырождена, то в её окрестности зависимость энергии электрона от квазиимпульса (закон дисперсии) $\mathscr{E}(\boldsymbol{p})$ может быть представлена в виде

$$\mathscr{E}(\boldsymbol{p})=\mathscr{E}_c+p_x^2/2m_x+p_y^2/2m_y+p_z^2/2m_z, \qquad (1)$$

где x, y, z — оси координат. Если все три *эффективные массы* m_x, m_y, m_z имеют один знак, то критич. точка является точкой экстремума, если знак одной из эфф. масс отличается от знака двух других — седловой точкой. В результате внеш. воздействия на металл (напр., приложения внеш. давления или введения примесей), изменяющего период решётки, а вместе с ним концентрацию электронов проводимости и *ферми-энергию*, уровень Ферми-металла $\mathscr{E}_F$ может перемещаться от значения, меньшего $\mathscr{E}_c$, до значения, большего $\mathscr{E}_c$. При этом поверхность Ферми меняет свою топологию, т. е. происходит Э. т. п. В зависимости от типа критич. точки, через к-рую «проходит» уровень Ферми, различают 2 осн. типа Э. т. п. — появление или исчезновение новой полости поверхности Ферми ($\boldsymbol{p}_c$ — точка экстремума; рис. 1, *а*) и разрыв перемычки поверхности Ферми ($\boldsymbol{p}_c$ — седловая точка; рис. 1, *б*). Если критич. точка одновременно является точкой вырождения электронного спектра, то возможны более сложные Э. т. п.

Изменение топологии поверхности Ферми влечёт за собой появление особенностей в плотности электронных состояний на уровне Ферми. Вблизи Э. т. п. плотность состояний может быть представлена в виде $\nu(\mathscr{E})=\nu_0(\mathscr{E})+\delta\nu(\mathscr{E})$, где ν_0 — регулярная часть плотности состояний, обусловленная электронами, находящимися далеко от особой точки, а $\delta\nu$ — сингулярная добавка, связанная с Э. т. п. Для осн. типов Э. т. п. в случае идеального кристалла последняя может быть записана единым образом:

$$\delta\nu(\mathscr{E})=\begin{cases}\pm\alpha|\mathscr{E}-\mathscr{E}_c|^{1/2} & \text{— область I,}\\ 0 & \text{— область II.}\end{cases} \qquad (2)$$

Здесь $\alpha=2^{3/2}|m_xm_ym_z|^{1/2}\pi^{-2}\hbar^{-3}$. В области I число полостей поверхности Ферми больше, в области II — меньше; знак „плюс" („минус") относится к случаю, когда число полостей при увеличении энергии увеличивается (уменьшается).

Появление добавки $\delta\nu$ к плотности состояний приводит к аномалиям всех электронных характеристик кристалла. Так, термодинамич. потенциал при $T=0$ К приобретает добавку, к-рая отлична от 0 лишь с одной стороны от Э. т. п. (в области I) и пропорциональна $|z|^{5/2}$, где энергетич. параметр $z=\mathscr{E}_F-\mathscr{E}_c$ характеризует близость электронной системы к Э. т. п. Таким образом, вторые и третьи производные термодинамич. потенциала при $T=0$ К в идеальном кристалле имеют особенности по параметру z, напр. третьи при $z\to0$ обращаются в бесконечность как $|z|^{-1/2}$. Это позволило Лифшицу в соответствии с терминологией Эренфеста назвать Э. т. п. фазовым переходом двухсполовинного рода.

При конечной темп-ре добавка к термодинамич. потенциалу отлична от 0 по обе стороны от перехода и Э. т. п. перестаёт быть фазовым переходом — особенность степени 5/2 «размывается» темп-рой. Аналогично влияют *дефекты* в кристаллах (примесные атомы, *дислокации* и т. п.). Отклонение от идеальности кристалла приводит к тому, что добавка к плотности состояний (2) размывается на интервал энергий шириной $\Gamma\sim\hbar/\tau$, где τ — время жизни электронных состояний. Соответственно добавка к термодинамич. потенциалу также размыта, и Э. т. п. в неидеальном кристалле даже при $T=0$ К не является фазовым переходом.

Наиб. просты для анализа особенности (при Э. т. п.) термодинамич. характеристик. При $T=0$ К в идеальном кристалле *электронная теплоёмкость* $C_э$ (точнее, отношение $C_э/T$) и сжимаемость $\partial P/\partial V$ (P — электронное давление) имеют сингулярные добавки, отличные от нуля с одной стороны от точки перехода и зависящие от дробной степени $|z|$, а добавка к коэф. теплового расширения $\partial V/\partial T$ (V — объём) с одной стороны от перехода обращается в бесконечность как $|z|^{-1/2}$. При $T>0$ К или в неидеальном кристалле эти особенности размываются, изломы в теплоёмкости и сжимаемости сглаживаются, а бесконечный скачок в коэф. теплового расширения становится конечным.

Один из способов регистрации Э. т. п. — измерение особенности *термоэдс* α/T. В слабонеидеальном кристалле при рассеянии электронов на примесях термоэдс при Э. т. п. имеет пик, причём значение термоэдс в максимуме превышает значение вдали от Э. т. п. (рис. 2). Поведение термоэдс, а также излом в электросопротивлении

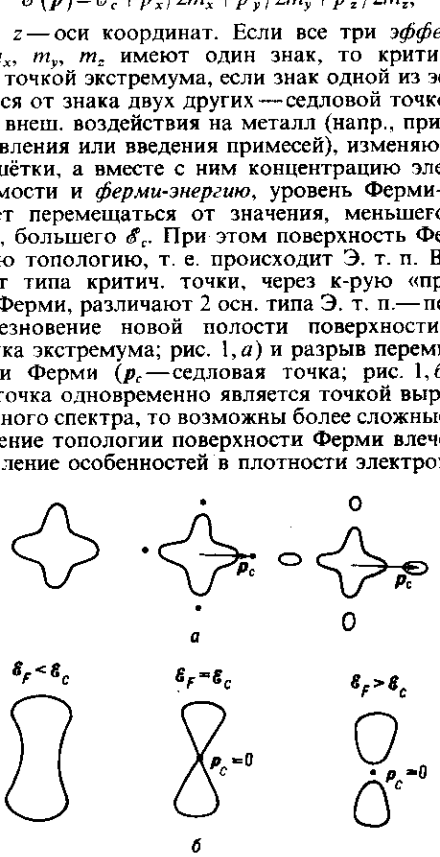


Рис. 1. Изменение топологии поверхности Ферми при электронном топологическом переходе: *а* — появление новых полостей; *б* — разрыв перемычки. Количество и расположение перемычек и новых полостей определяется симметрией кристалла; так, на рис. *а* показан случай кубического кристалла — 6 полостей (изображена проекция на одну из плоскостей симметрии).

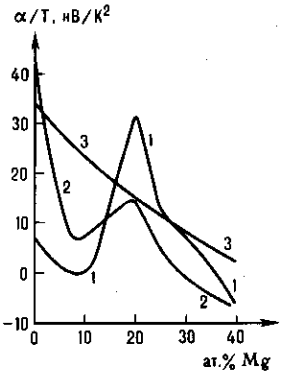


Рис. 2. Зависимость дифференциальной термоэдс α/T сплава Li — Mg от концентрации Mg при различных температурах T: 1) 4,2 К; 2) 78 К; 3) 300 К. При концентрации Mg ок. 20 атомных % происходит электронный топологический переход типа разрыва перемычки.

связаны с особенностью длины свободного пробега электронов основной полости поверхности Ферми (не затронутой Э. т. п.). Причина особенности длины свободного пробега — появление или исчезновение канала рассеяния электронов при изменении топологии поверхности Ферми.

Э. т. п. существенно проявляется в т. н. структурно-чувствительных характеристиках металла, определяемых структурой поверхности Ферми. Так, при Э. т. п. изменяются спектр и амплитуда *квантовых осцилляций* в магнитном поле, определяемых экстремальными сечениями поверхности Ферми (см. *де Хааза — ван Альфена эффект*); изменяются гальваномагн. характеристики в сильном магн. поле, зависящие от того, открыта поверхность Ферми или замкнута (см. *Гальваномагнитные явления*); коэф. поглощения звука в коротковолновом пределе, определяемый электронами «пояска» на поверхности Ферми

$$kv = \omega, \qquad (3)$$

где k и ω — волновой вектор и частота звука, v — скорость электронов. Обнаружение аномалий *магнетосопротивления* (наряду с особенностями темп-ры сверхпроводящего перехода, см. ниже) явилось первым эксперим. свидетельством существования Э. т. п.

Структура «пояска» (3) может быть изменена без Э. т. п. — при образовании вмятин или перетяжек на поверхности Ферми. Такое изменение локальной геометрии поверхности Ферми (обобщённый Э. т. п.) также приводит к аномалиям структурно-чувствительных свойств.

Э. т. п. проявляется также в виде аномалии в зависимости темп-ры сверхпроводящего перехода T_c от давления P: $\partial T_c/\partial P$ имеет максимум вблизи Э. т. п., причём структура этого максимума даёт возможность получить информацию о характере изменения поверхности Ферми.

Э. т. п. — частный случай электронных фазовых переходов — качеств. изменения электронной подсистемы металла. Электронные переходы разнообразны. К ним надо отнести переход из нормального в сверхпроводящее состояние (см. *Сверхпроводимость*), переход из парамагнитного в магнитоупорядоченное состояние (см. *Магнитный фазовый переход*), *переход металл — диэлектрик* и др.

Лит.: Лифшиц И. М., Об аномалиях электронных характеристик металла в области больших давлений, «ЖЭТФ», 1960, т. 38, с. 1569; Макаров В. И., Барьяхтар В. Г., Об аномалиях температуры сверхпроводящего перехода под давлением, «ЖЭТФ», 1965, т. 48, с. 1717; Каганов М. И., Лифшиц И. М., Электронная теория металлов и геометрия, «УФН», 1979, т. 129, с. 487; Егоров В. С., Федоров А. Н., Термоэдс в сплавах литий — магний при переходе $2\frac{1}{2}$ рода, «ЖЭТФ», 1983, т. 85, с. 1647; Varlamov A. A., Egorov V. S., Pantsula A. V., Kinetic properties of metals near electronic topological transitions, «Adv. Phys.», 1989, v. 38, p. 469; Blanter Ya. M., Kaganov M. I., «Phys Repts», [в печати].

Я. М. Блантер, М. И. Каганов.

ЭЛЕКТРОНО́ГРАФ — прибор для исследования атомного строения вещества (гл. обр. твёрдых тел и газовых молекул) методами *электронографии*. Э. — вакуумный прибор, схема той его части, где формируется электронный пучок, близка к схеме электронного микроскопа. В колонне — основном узле Э. (рис. 1, 2 в ст. *Электронный микроскоп*) — электроны, испускаемые раскалённой вольфрамовой нитью, разгоняются высоким напряжением (от 30 кВ и выше — быстрые электроны и до 1 кВ — медленные электроны). С помощью диафрагм и магн. линз формируется узкий электронный пучок, направляемый на исследуемый образец, находящийся в спец. камере объектов и установленный на спец. столике. Для регистрации электронов используют, напр., люминесцентный экран или фотопластинку, чувствительную к потоку электронов, на к-рой создаётся дифракц. изображение (электронограмма). Э. снабжают разл. устройствами для нагревания, охлаждения, испарения образца, его деформации и т. д.

Э. включает также систему вакуумирования для создания глубокого вакуума (до 10^{-4}—10^{-7} Па) и блок электропитания, содержащий источники накала катода, высокого напряжения, питания эл.-магн. линз и разл. устройств камеры объектов. Питающее устройство обеспечивает изменение ускоряющего потенциала по ступеням (напр., в Э. «ЭР-100» 4 ступени: 25, 50, 75 и 100 кВ). Разрешающая способность Э. достигает $\sim 10^{-4}$—10^{-3} нм и зависит от энергии электронов, сечения электронного пучка и расстояния от образца до экрана, к-рое в совр. Э. может изменяться в пределах 200—600 мм. Управление совр. Э., как правило, автоматизировано.

Р. М. Имамов.

ЭЛЕКТРОНОГРАФИЯ — метод изучения структуры вещества, основанный на исследовании рассеяния образцом ускоренных электронов. Применяется для изучения атомной структуры кристаллов, аморфных тел и жидкостей, молекул газов и паров. Физ. основа Э. — *дифракция электронов*; при прохождении через вещество электроны, обладающие волновыми свойствами (см. *Корпускулярно-волновой дуализм*), взаимодействуют с атомами, в результате чего образуются дифрагированные пучки, интенсивность и расположение к-рых связаны с атомной структурой образца и др. структурными параметрами. Рассеяние электронов определяется эл.-статич. потенциалом атомов, максимумы к-рого отвечают положениям атомных ядер.

В *электронографах* и *электронных микроскопах* формируется узкий светосильный пучок ускоренных электронов. Он направляется на объект и рассеивается им, дифракц. картина (электронограмма) либо фотографируется, либо регистрируется электронным устройством. Осн. вариантами метода являются дифракция быстрых электронов (ускоряющее напряжение от 30—50 кВ и более) и *дифракция медленных электронов* (от неск. В до немногих сотен В).

Э. наряду с рентгеновским структурным анализом и *нейтронографией* принадлежит к дифракц. методам структурного анализа. Интенсивное взаимодействие электронов с веществом ограничивает толщину просвечиваемых ими образцов десятыми долями мкм. Электронографы для быстрых электронов работают при ускоряющих напряжениях до 200 кВ. В наиб. распространённых электронных микроскопах, к-рые могут использоваться и в режиме микродифракции, напряжение обычно составляет 200—400 кВ, а в уникальных приборах — 1000—3000 кВ (соответственно возрастает до неск. мкм допустимая толщина образцов). Поэтому методами Э. изучают атомную структуру мелкокристаллич. веществ и монокристаллов, значительно меньших размеров, чем в рентгенографии и нейтронографии.

Вид электронограмм при дифракции быстрых электронов зависит от характера исследуемых объектов. Электронограммы от плёнок, состоящих из кристалликов, обладающих взаимной ориентацией, или тонких монокристаллич. пластинок, образованы точками или пятнами (рефлексами) с правильным расположением, от текстур — дугами (рис. 1), от поликристаллич. образцов — равномерно зачернёнными окружностями (аналогично *дебаеграммам*),

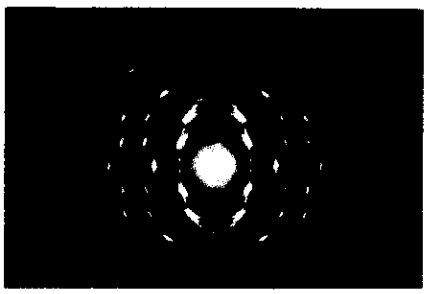


Рис. 1. Электронограмма, полученная от текстуры.

а при съёмке на движущуюся фотопластинку — параллельными линиями. Эти типы электронограмм получаются в результате упругого, преим. однократного, рассеяния (без обмена энергией с кристаллом). При многократном неупругом рассеянии возникают вторичные дифракц. картины от дифрагированных пучков (кикучи-электронограммы; рис. 2). Электронограммы от молекул газа содержат небольшое число диффузных ореолов.

В основе определения элементарной кристаллич. ячейки и симметрии кристалла лежит измерение расположения

рефлексов на электронограммах. Межплоскостное расстояние $d = L\lambda/r$, где L — расстояние от образца до фотопластинки; λ — длина *волны де Бройля* электрона, определяемая его энергией; r — расстояние от рефлекса до центр. пятна на электронограмме. Методы расчёта атомной структуры кристаллов в Э. близки к применяемым



Рис. 2. Кикучи-электронограмма, полученная методом «на отражение» (симметрично расположены тёмные и светлые кикучи-линии).

в рентг. структурном анализе. Так, ф-ла для распределения эл.-статич. потенциала $\varphi(x, y, z)$ аналогична ф-ле для распределения электронной плотности $\rho(x, y, z)$ в рентг. структурном анализе. Расчёт значений $\varphi(x, y, z)$, обычно проводимый на ЭВМ, позволяет установить координаты x, y, z атомов, расстояния между ними и т. д. (рис. 3).

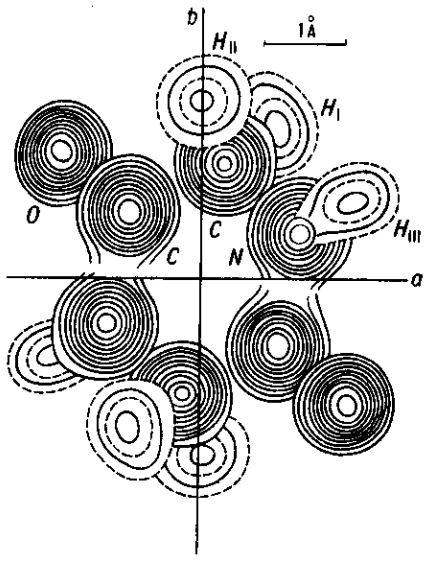


Рис. 3. Электрический потенциал молекулы дикетопиперазина в кристаллической структуре, полученный трёхмерным фурье-синтезом: *a* и *b* — оси симметрии молекулы. Сгущение линий соответствует положениям атомов.

Методами Э. были определены мн. атомные структуры, уточнены и дополнены рентгеноструктурные данные для большого числа веществ, в т. ч. мн. цепных и циклич. углеводородов, в к-рых впервые были локализованы атомы водорода, нитридов переходных металлов (Fe, Cr, Ni, W), обширного класса оксидов Nb, V, Ta с локализацией атомов N и O, а также 2- и 3-компонентных полупроводниковых соединений, глинистых минералов и слоистых структур. При помощи Э. исследуют и структуру дефектных кристаллов. В комплексе с *электронной микроскопией* Э. позволяет изучать фазовый состав и степень совершенства структуры тонких кристаллич. плёнок, используемых в разл. областях совр. техники. Для процессов эпитаксии существенным является контроль степени совершенства поверхности подложки до нанесения плёнок, к-рый выполняется с помощью кикучи-электронограмм: даже незначит. нарушения её структуры приводят к размытию кикучи-линий.

Существенное развитие получили дифракц. методы с использованием сходящегося пучка электронов, традиционно применявшиеся для установления симметрии кристаллич. вещества. Анализ двумерного распределения интенсивности в дифракц. пятне позволяет определять тройные фазовые структурные инварианты, к-рые используются в т. н. прямых методах для определения фаз структурных амплитуд (см. *Рентгеновский структурный анализ*). При определ. условиях распределение интенсивности в дифракц. пятнах может быть применено для вычисления структурных факторов и их фаз. Однако полная интерпретация такой дифракц. картины на основе теории многолучевой динамич. дифракции встречает матем. трудности и требует больших вычислит. мощностей или использования приближённых методик анализа.

Методами дифракции электронов может быть осуществлено полное исследование атомного строения твёрдого тела. Основы этой т. н. электронной кристаллографии заложены учёными Москвы. Сочетание микродифракции электронов с электронной микроскопией атомного разрешения открыло принципиально новые возможности локального анализа атомного строения и исследования реальной структуры кристаллич. вещества. *Фурье-преобразование* данных эксперимента позволяет вычислить фазы структурных амплитуд, к-рые могут быть приписаны определяемым по дифракц. картине модулям структурных амплитуд. Зная модули структурных амплитуд и фазы, можно построить пространств. распределение потенциала в исследуемом кристалле.

На электронограммах, получаемых от молекул газов, а также паров оксидов, галогенидов и др. соединений, дифракц. пучки образуют диффузные кольцевые ореолы, диаметры и интенсивность к-рых определяются расположением атомов в молекуле и дифракц. характеристиками атомов (их атомными амплитудами упругого и неупругого рассеяния). Методы газовой Э. позволяют определять структуры молекул с числом атомов до 10—20, а также характер их тепловых колебаний в широком интервале темп-р. Аналогичным методом проводят анализ атомной структуры ближнего порядка (см. *Дальний и ближний порядок*) в аморфных телах, стёклах, жидкостях.

При использовании дифракции медленных электронов, к-рые вследствие малости энергии проникают лишь в самые верх. слои кристалла, получают сведения о структуре «двумерной» решётки как атомов самого кристалла у его поверхности, так и адсорбированных кристаллом атомов газов. При дифракции медленных электронов могут также происходить *оже-эффект* и др. явления, возникающие вследствие сильного взаимодействия медленных электронов с атомами. Применение этого метода целесообразно в сочетании с *масс-спектроскопией* и *оже-спектроскопией*. Эти исследования позволяют изучать явления *адсорбции*, самые начальные стадии *кристаллизации* и др.

Лит.: Пинскер З. Г., Дифракция электронов, М.—Л., 1949; Вайнштейн Б. К., Структурная электронография, М., 1956; Звягин Б. Б., Электронография и структурная кристаллография глинистых минералов, М., 1964; Современная кристаллография, т. 1, М., 1979, с. 327.

З. Г. Пинскер.

ЭЛЕКТРО́Н-ФОНО́ННОЕ ВЗАИМОДЕ́ЙСТВИЕ — взаимодействие между двумя подсистемами квазичастиц в твёрдых телах, а именно, носителями заряда (*блоховскими электронами* в металлах, полупроводниках и диэлектриках или дырками в этих веществах) и тепловыми колебаниями кристаллич. решётки твёрдых тел — *фононами*. Конкретный вид гамильтониана Э.-ф. в. зависит от структуры кристалла, числа носителей заряда, характера зонного спектра и особенностей колебаний кристаллич. решётки.

Введение. В идеальной кристаллич. решётке все атомы или ионы узлов расположены строго периодически в пространстве и не двигаются (их можно считать «замороженными»).

Однако даже при темп-ре абс. нуля ионы совершают нулевые колебания. При темп-рах, отличных от нуля, воз-

никают хаотич. тепловые колебания ионов узлов решётки (см. *Колебания кристаллической решётки*). Рост темп-ры приводит в металлах к росту числа фононов и увеличению сопротивления току, что хорошо наблюдается в чистых металлах в нормальном состоянии. В полупроводниках рост темп-ры также приводит к росту числа носителей заряда. Э.-ф. в. оказывает существ. влияние на явления переноса в этих веществах, а также приводит к междолинным механизмам рассеяния электронов, ослаблению ультразвука, фононному увлечению и др. Кроме того, в кристаллич. решётках имеются отклонения от идеальности (см. *Дефекты* в кристаллах), такие, как дислокации, межузельные атомы той же природы, что и осн. решётка, вакантные узлы, примесные атомы внедрения в междоузлиях и замещение атомов в узлах решётки посторонними атомами.

Квантовомеханич. теория Блоха движения электронов в идеальной замороженной кристаллич. решётке сводит сложную многоэлектронную проблему к задаче о движении отд. электрона под действием строго периодич. потенциала. Волновая ф-ция Блоха, определяющая это движение электрона, представляет собой модулированную с периодом идеальной решётки плоскую волну

$$\psi_{nk}(x)=u_{nk}(x)\exp(-ikx),$$

где n — дискретный номер энергетич. зоны, k — квазиволновой вектор, определённый с точностью до вектора обратной решётки K. Собственные значения энергии $E_n(k)$ также зависят от этих двух квантовых чисел n и k. Если кристалл имеет ограниченные размеры, то векторы k квазидискретные.

Поведение электронов или дырок в кристалле имеет особенно простой вид на краю изотропных зон, когда возможно использование т. н. приближения эфф. массы:

$$E_n(k)\simeq E_n(0)+\frac{\hbar^2k^2}{2m}. \qquad (1)$$

Существенно, что величина $\hbar k$ является не импульсом, а квазиимпульсом, и все законы сохранения квазиимпульса в процессах столкновения квазичастиц выполняются лишь с точностью до $\hbar K$. Процессы, в к-рых векторы обратной решётки не участвуют, наз. нормальными, а те, в к-рых $\hbar K$ участвуют,— процессами переброса Пайерлса или u-процессами. Эти процессы имеют важное значение для установления термодинамич. равновесия в электрическом поле; в частности, электрон-электронные столкновения определяют электро- и теплопроводность кристаллов (см. *Межэлектронное рассеяние*).

Т. о., в строго периодич. поле кристалла электроны и дырки на краю энергетич. зон ведут себя как свободные заряж. частицы с эфф. массой m. Под действием электрич. поля это привело бы к линейно возрастающей со временем скорости их трансляционного движения и к сколь угодно большим электрич. токам. Однако существуют тормозящие силы, действующие на носители тока в кристалле и ограничивающие их скорости. Причиной торможения являются процессы рассеяния электронов на всех отклонениях от идеальности кристаллич. решётки, так что протекание тока в кристалле сопровождается сопротивлением.

Особого рассмотрения требует явление *сверхпроводимости*, при к-ром наблюдается устойчивое к нарушениям решётки квантовое макроскопич. движение электронов. В нормальном, т. е. несверхпроводящем, состоянии вещества протекание электрич. тока всегда сопровождается сопротивлением, к-рое существенно зависит от темп-ры. Одной из причин такой зависимости является увеличение амплитуды тепловых колебаний ионов с ростом темп-ры T и усилением столкновений электронов с ними.

Колебания кристаллической решётки. Методы описания колебаний кристаллич. решётки вследствие тепловых движений ионов, находящихся в её узлах, основаны на разложении в ряд Тейлора потенц. энергии решётки $U(\dots R_{nj}\dots)$ по степеням малых смещений u_{nj} ионов из их положения равновесия $R_{nj}=R^0_{nj}+u_{nj}$; здесь $n=n_1a+n_2b+n_3c$ — вектор, определяющий положение элементарной ячейки кристалла. Предполагается, что таких ячеек в кристалле N и в каждой ячейке имеется ν ионов, положение к-рых в данной ячейке определяется векторами j. Векторы a, b, c определяют постоянные решётки по трём направлениям.

Разложение величины U по степеням смещений u_{nj} содержит гармонические, т. е. квадратичные, а также ангармонические — кубические и более высокие формы по этим векторам с соответствующими коэф. упругости. Простейшее приближение является квадратичным (см. *Динамика кристаллической решётки*). Оно диагонализуется в нормальных координатах, что приводит к определению 3ν ветвей частот $\omega_\alpha(k)$ и ортов, определяющих направления нормальных колебаний системы. Т. к. каждая величина k принимает N дискретных значений, то в гармонич. приближении имеем дело с $3\nu N$ независимыми гармонич. осцилляторами, описывающими в данном приближении колебания кристаллич. решётки. Энергия независимых осцилляторов имеет вид

$$H=U_0+\sum_{\alpha k}\hbar\omega_\alpha(k)\,(a^+_{\alpha k}a_{\alpha k}+1/2), \qquad (2)$$

где α нумерует 3ν ветвей спектра колебаний решётки, $\hbar\omega_\alpha(k)$ — квант энергии колебаний кристаллич. решётки — фонон. Каждый фонон обладает квазиимпульсом $\hbar k$ и энергией $\hbar\omega_\alpha(k)$. Набор собств. частот колебаний решётки определяется только упругими свойствами решётки и массами атомных ядер.

Из 3ν ветвей колебаний имеются 3 акустические, при к-рых смещения ионов элементарной ячейки происходят в фазе и элементарная ячейка смещается как единое целое. Эти колебания сопровождаются локальными сжатиями и разрежениями. При $k=0$ частоты этих колебаний равны нулю. Если атомы элементарной ячейки смещаются в противофазе, то они оставляют центр масс ячейки в покое, но вызывают смещение центров тяжести зарядов и сопровождаются появлением дипольного электрич. момента. Эти колебания оказываются оптически активными и наз. оптическими колебаниями. Соответствующие кванты наз. оптич. фононами: число их видов равно $3(\nu-1)$, причём при $k=0$ энергии этих фононов не равны нулю.

Т. о., в гармонич. приближении колеблющаяся кристаллич. решётка заменяется набором независимых фононов, свободно перемещающихся в кристалле. Энергия, переносимая фононами, перемещается с групповой скоростью фононов, и в этом приближении для потока тепла нет сопротивления.

В этом приближении нет также и теплового расширения кристалла, т. к. ср. смещение ионов равно нулю. Это хорошо видно, если учесть, что смещение ионов u_{nj} после разложения по плоским волнам оказывается линейной формой от безразмерных координат q_k или от импульсов p_k фононов:

$$q_k=\frac{1}{\sqrt{2}}(a_k+a^+_{-k}),\quad p_k=\frac{i}{\sqrt{2}}(a^+_k-a_{-k}). \qquad (3)$$

В континуальном пределе это разложение для смещения $u(x)$ имеет вид

$$u(x)=\sum_\mu\sum_q\sqrt{\frac{\hbar}{2U\rho\omega_\mu(q)}}\,e_\mu(q)(a_{\mu q}+a^+_{\mu,-q})e^{-iqx}, \qquad (4)$$

где $e_\mu(q)$ — единичный вектор направления поляризации фонона, ρ — плотность вещества. Очевидно, что в гармонич. приближении ср. значение квантовых амплитуд рождения и уничтожения фононов a^+_q, a_q [и, следовательно, самого смещения $u(x)$] равно нулю. Благодаря ангармонич. слагаемым в разложении энергии решётки U, к-рые становятся весьма существенными при увеличении темп-ры, возникают процессы столкновения фононов с фононами, в к-рых участвуют три, четыре или большее число фононов. В результате этих процессов возникает теплосопротивление; кроме того, благодаря ангармонизмам средние значения смещений ионов оказываются отличными от нуля, и это обусловливает тепловое расширение кристалла.

С помощью фононов рассеяние носителей заряда на тепловых колебаниях решётки можно описать на основе корпускулярных представлений. Обычно рассматривается подсистема, состоящая из свободных квазичастиц — носителей заряда, сталкивающаяся с подсистемой свободных фононов, что порождает квантовые переходы в системе. Строго говоря, следует учесть также кулоновское взаимодействие в подсистеме зарядов и ангармонич. взаимодействие в подсистеме фононов и др. факторы, влияющие на времена жизни квазичастиц и ограничивающие применимость простой концепции газов квазичастиц, сталкивающихся между собой.

Энергия Э.-ф. в. простейшего вида линейно зависит от деформации, возникающей при акустич. и оптич. колебаниях решётки. Ниже приводятся выражения для этой энергии, основанные на разл. физ. представлениях относительно характера взаимодействия электронов с решёткой.

Блоховское взаимодействие. Простейший вид Э.-ф. в. в металлах, согласно к-рому решётка металла рассматривается как статич. пространственно-периодич. поле $V(\boldsymbol{x})$, а все электроны двигаются независимо, подчиняясь одноэлектронному ур-нию Шрёдингера,

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\Delta\psi_k(\boldsymbol{x})+V(\boldsymbol{x})\psi_k(\boldsymbol{x})=E_k\psi_k(\boldsymbol{x}),$$

где $\psi_k(\boldsymbol{x})$, E_k — собств. состояние и соответствующая собств. энергия электрона. Потенциал $V(\boldsymbol{x})$, равный сумме потенциалов отд. ионов, обладает периодичностью решётки

$$V(\boldsymbol{x})=V(\boldsymbol{x}+n_1\boldsymbol{a}+n_2\boldsymbol{b}+n_3\boldsymbol{c}),$$

где $\boldsymbol{a}$, $\boldsymbol{b}$, $\boldsymbol{c}$ — базисные векторы решётки.

В отсутствие к.-л. нерегулярностей решётки электроны не испытывают никакого рассеяния. При тепловом движении ионов возникает поле смещений ионов $\boldsymbol{u}(\boldsymbol{x})$ от их положений равновесия. Согласно Блоху, при движении ионов происходит деформация плотности заряда электронов вокруг иона, причём действующий на электрон потенциал $V_d(\boldsymbol{x}')$ в точке $\boldsymbol{x}'=\boldsymbol{x}+\boldsymbol{u}(\boldsymbol{x})$ деформированной решётки совпадает с потенциалом $V_n(\boldsymbol{x})$ в точке $\boldsymbol{x}$ недеформированной решётки, т. е. $V_d(\boldsymbol{x}+\boldsymbol{u}(\boldsymbol{x}))=V_n(\boldsymbol{x})$. Тогда действующий на электрон возмущающий потенциал в линейном по смещению ионов приближении равен

$$V_1(\boldsymbol{x})=V_d(\boldsymbol{x})-V_n(\boldsymbol{x})\approx-\boldsymbol{u}(\boldsymbol{x})\nabla V(\boldsymbol{x}).$$

Наряду с концепцией Блоха существует концепция Нордгейма жёстких ионов, согласно к-рой окружение движущихся ионов почти не меняется, когда они совершают тепловые колебания, в этом случае вид действующего на электрон возмущающего потенциала будет иным. Гамильтониан Э.-ф. в. строится на основании полученного одноэлектронного оператора возмущения с помощью правил для аддитивных квантовомеханич. величин (см. ниже), причём в блоховской модели существ. значение имеет поле продольных смещений решётки.

Метод потенциала деформации Бардина — Шокли. Э.-ф. в. в ковалентном полупроводнике можно найти, если считать концентрацию носителей заряда малой и пренебречь их взаимодействием между собой. Если в таком кристалле возникает небольшая статич. деформация, описываемая (в континуальном приближении) вектором смещения $\boldsymbol{u}(\boldsymbol{x})$, то соответствующий тензор деформаций имеет компоненты

$$u_{\mu\nu}=\frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_\mu}{\partial x_\nu}+\frac{\partial u_\nu}{\partial x_\mu}\right),$$

зависящие от координаты $\boldsymbol{x}$ элемента объёма. Обозначим через $E_0(\boldsymbol{k})$ зонную энергию электрона до деформации среды. При малых концентрациях носителей представляет интерес область волновых векторов, близких к экстремумам энергетич. зон, где предполагается справедливым приближение эфф. массы (1). В присутствии пространственно-неоднородной деформации энергия электрона приобретает плавную зависимость от $\boldsymbol{x}$ вида

$$E(\boldsymbol{k},\boldsymbol{x})=E_0(\boldsymbol{k})+C\,\mathrm{div}\,\boldsymbol{u}(\boldsymbol{x}) \qquad (5)$$

при условии, что $E_0(\boldsymbol{k})$ имеет сферически-симметричный вид [в противном случае к правой части (5) следует добавить слагаемое, содержащее сдвиговые деформации]. Величина $\mathrm{div}\,\boldsymbol{u}(\boldsymbol{x})$ описывает относит. изменение объёма системы, возникающее только при деформациях, обусловленных акустич. фононами, возникают дальнодействующие электростатич. потенциалы, не принимаемые здесь во внимание (см. ниже).

Гамильтониан Э.-ф. в. принимает вид

$$H_{e-ph}=\int d\boldsymbol{x}\sum_\sigma\psi_\sigma^+(\boldsymbol{x})\psi_\sigma(\boldsymbol{x})C\,\mathrm{div}\,\boldsymbol{u}(\boldsymbol{x}), \qquad (6)$$

где σ — спиновые индексы, ψ_σ^+, ψ_σ — электронные операторы рождения и уничтожения соответственно. Разложим эти операторы по блоховским ф-циям и воспользуемся разложением (4) оператора смещений $\boldsymbol{u}(\boldsymbol{x})$. Поскольку $\mathrm{div}\,\boldsymbol{u}(\boldsymbol{x})$ содержит скалярное произведение $\boldsymbol{k}\boldsymbol{e}_\mu(\boldsymbol{k})$, равное нулю для поперечных нормальных колебаний, вклад в (6) даёт лишь продольная фононная мода. Окончательно для Э.-ф. в. получаем

$$H_{e-ph}=\sum_{\boldsymbol{k}\boldsymbol{k}'\boldsymbol{q}}\sum_\sigma A_q C_{\boldsymbol{k}'\sigma}^+ C_{\boldsymbol{k}\sigma}(a_{\boldsymbol{q}}-a_{-\boldsymbol{q}}^+),\quad A_{-\boldsymbol{q}}^+=-A_{\boldsymbol{q}}, \qquad (7)$$

где квазиволновые векторы электронов и фононов связаны между собой законом сохранения $\boldsymbol{k}'=\boldsymbol{k}+\boldsymbol{q}$ для нормальных процессов рассеяния и $\boldsymbol{k}'=\boldsymbol{k}+\boldsymbol{q}+\boldsymbol{K}$ (где $\boldsymbol{K}$ — вектор обратной решётки) для процессов переброса Пайерлса. Гамильтониан Э.-ф. в. H_{e-ph} описывает процессы рассеяния, при к-рых уничтожаются электрон и фонон с квазиимпульсами $\hbar\boldsymbol{k}$ и $\hbar\boldsymbol{q}$ соответственно и рождается электрон с квазиимпульсом $\hbar\boldsymbol{k}'$. Второй член гамильтониана Э.-ф. в. описывает процесс уничтожения одного электрона с квазиимпульсом $\hbar\boldsymbol{k}$ и рождения двух частиц — фонона и электрона с квазиимпульсами $-\hbar\boldsymbol{q}$ и $\hbar\boldsymbol{k}'$ соответственно. Т. о., благодаря Э.-ф. в. электронные состояния всегда сопровождаются появлением фононов. Реальной частицей является не свободный блоховский электрон (или дырка), а электрон (дырка), окружённый облаком продольных акустич. фононов. Произошла вторичная перенормировка свойств электрона — на этот раз благодаря фононам. Эта новая квазичастица наз. *поляроном*, хотя первоначально этот термин был введён для обозначения электрона, окружённого облаком продольных оптич. фононов в ионных кристаллах.

Процессы столкновения квазичастиц характеризуются также законом сохранения энергии

$$E(\boldsymbol{k})-E(\boldsymbol{k}')\pm\hbar\omega_{\boldsymbol{q}}=0,$$

к-рый выполняется для реальных частиц, существовавших в начале и в конце процесса взаимодействия (см. *Рассеяние носителей заряда* в кристаллических твёрдых телах).

Взаимодействие с оптическими фононами. Оптич. колебания кристаллич. решётки сопровождаются возникновением дипольных моментов и поляризацией среды. В длинноволновом пределе кристаллич. решётку можно рассматривать как сплошную среду с непрерывным распределением поляризации $\boldsymbol{p}(\boldsymbol{x})$, к-рая совершает колебания с частотами оптич. фононов. Энергия взаимодействия заряда e, находящегося в точке $\boldsymbol{x}$, с дипольным моментом $\boldsymbol{p}(\boldsymbol{x})$, находящимся в точке $\boldsymbol{x}'$, равна

$$e(\boldsymbol{x}-\boldsymbol{x}')\boldsymbol{p}(\boldsymbol{x}')/|\boldsymbol{x}-\boldsymbol{x}'|^3.$$

С учётом плотности пространств. распределения заряда $\rho(\boldsymbol{x})=\sum_\sigma\psi_\sigma^+(\boldsymbol{x})\psi_\sigma(\boldsymbol{x})$ энергия Э.-ф. в. принимает вид

$$H_{e-ph}=e\iint d\boldsymbol{x}d\boldsymbol{x}'\frac{(\boldsymbol{x}-\boldsymbol{x}')\boldsymbol{p}(\boldsymbol{x}')}{|\boldsymbol{x}-\boldsymbol{x}'|^3}\rho(\boldsymbol{x})=e\iint d\boldsymbol{x}d\boldsymbol{x}'\frac{(-\mathrm{div}\,\boldsymbol{p}(\boldsymbol{x}'))}{|\boldsymbol{x}-\boldsymbol{x}'|}\rho(\boldsymbol{x}). \qquad (9)$$

Повторяя применительно к $\mathrm{div}\,\boldsymbol{p}(\boldsymbol{x})$ рассуждения, связанные с $\mathrm{div}\,\boldsymbol{u}(\boldsymbol{x})$ в ф-ле (6), убеждаемся, что в Э.-ф. в. дают вклады только продольные волны. Следовательно, в длинноволновом пределе реализуется взаимодействие электронов только с продольными оптич. фононами.

Поляризация среды поддерживается электрич. полем [или, точнее, электрич. смещением $\boldsymbol{D}(\boldsymbol{x})$, создаваемым носителями заряда (см. *Диэлектрики*)]. Полная поляризация среды создаётся не только смещением ионов из положений равновесия (ионная поляризация), но и деформацией электронных оболочек ионов (электронная поляризация). Оба эти механизма поляризации возникают в присутствии статич. электрич. поля и описываются статич. *диэлектрической проницаемостью* ε_0:

$$\boldsymbol{p}_{\text{полн}}(\boldsymbol{x})=\frac{1}{4\pi}\left(1-\frac{1}{\varepsilon_0}\right)\boldsymbol{D}(\boldsymbol{x});$$

здесь $\boldsymbol{p}_{\text{полн}}$ — полный дипольный момент, создаваемый обоими факторами. Однако при исследовании электронно-колебат. взаимодействия, обусловленного оптич. фононами, следует учесть только ионную поляризацию, так что из $\boldsymbol{p}_{\text{полн}}$ следует исключить электронную поляризацию $\boldsymbol{p}_{\text{эл}}(\boldsymbol{x})$, к-рая является безынерционной и удовлетворяет соотношению $\boldsymbol{p}_{\text{эл}}(\boldsymbol{x})=(4\pi)^{-1}(1-1/\varepsilon_\infty)\boldsymbol{D}(\boldsymbol{x})$, где ε_∞ является высокочастотной частью диэлектрич. проницаемости, равной квадрату показателя преломления света в среде.

Поэтому часть поляризации среды, обусловленная инерционным движением ионов, определяется разностью двух вышеприведённых величин:

$$\boldsymbol{p}(\boldsymbol{x})=\frac{1}{4\pi}\left(\frac{1}{\varepsilon_\infty}-\frac{1}{\varepsilon_0}\right)\boldsymbol{D}(\boldsymbol{x}). \qquad (10)$$

Далее, в (9) следует подставить разложение по плоским волнам продольной части вектора $\boldsymbol{p}(\boldsymbol{x})$:

$$\boldsymbol{p}(\boldsymbol{x})=\sum_{\boldsymbol{q}}\sqrt{\frac{\hbar\omega_{\boldsymbol{q}}}{8\pi V}\left(\frac{1}{\varepsilon_\infty}-\frac{1}{\varepsilon_0}\right)}\frac{\boldsymbol{q}}{q}(a_{\boldsymbol{q}}+a^+_{-\boldsymbol{q}})e^{-i\boldsymbol{q}\boldsymbol{x}}.$$

Гамильтониан Э.-ф. в. по-прежнему имеет вид (7), но коэффициенты $A_{\boldsymbol{q}}$ в данном случае имеют иной вид:

$$A_{\boldsymbol{q}}=-\frac{4\pi i}{q}\sqrt{\frac{\hbar\omega_{\boldsymbol{q}}e^2}{8\pi V}\left(\frac{1}{\varepsilon_\infty}-\frac{1}{\varepsilon_0}\right)}.$$

Модель Бардина — Пайнса. Простая модель Блоха для Э.-ф. в. в металле нуждается в уточнении ввиду значит. концентрации электронов проводимости и важности учёта межэлектронного взаимодействия, к-рое перенормирует осн. динамич. величины. Помимо экранировки кулоновского взаимодействия и замены закона $1/r$ на $\exp(-k_{\text{э}}r)/r$ существенно меняется величина матричных элементов Э.-ф. в., а также характер закона дисперсии фононов.

Согласно более точной модели Бардина — Пайнса, электроны проводимости двигаются в непрерывной положительно заряженной среде и взаимодействуют как между собой по закону Кулона, так и с продольными колебаниями этой среды (фононами). Гамильтониан такой системы состоит из гамильтониана свободных блоховских электронов H^0_e, свободных фононов H^0_{ph} и двух слагаемых взаимодействия: $H_{e\text{-}ph}$ является электрон-фононным, а $H_{e\text{-}e}$ — электрон-электронным кулоновским взаимодействием:

$$H=H^0_e+H^0_{ph}+H_{e\text{-}ph}+H_{e\text{-}e}, \qquad (11)$$

где

$$H^0_e=\sum_{k\sigma}E(\boldsymbol{k})C^+_{k\sigma}C_{k\sigma},\ H^0_{ph}=\sum_{\boldsymbol{q}}\hbar\omega_{\boldsymbol{q}}(a^+_{\boldsymbol{q}}a_{\boldsymbol{q}}+1/2),$$

$$H_{e\text{-}ph}=\sum_{\boldsymbol{k}\boldsymbol{q}\sigma}A_{\boldsymbol{q}}(a_{\boldsymbol{q}}+a^+_{-\boldsymbol{q}})C^+_{\boldsymbol{k}\sigma}C_{\boldsymbol{k}-\boldsymbol{q},\sigma},$$

$$H_{e\text{-}e}=\frac{1}{2V}\sum_{\boldsymbol{k}\boldsymbol{p}\boldsymbol{q}\sigma\sigma'}\sum V(\boldsymbol{k})C^+_{\boldsymbol{k}+\boldsymbol{p},\sigma}C^+_{\boldsymbol{k}'-\boldsymbol{q},\sigma'}C_{\boldsymbol{q}\sigma'}C_{\boldsymbol{p}\sigma},$$

$$V(\boldsymbol{k})=\frac{4\pi e^2}{k^2},\ A_{\boldsymbol{q}}=-\frac{4\pi}{q}\sqrt{\frac{n_i(Ze^2)^2}{MV2\omega_{\boldsymbol{q}}}};$$

здесь M — масса иона, Ze — его заряд, V — объём системы, $n_i=N_i/V$ — плотность ионов. Частота $\omega_{\boldsymbol{q}}$ продольных колебаний ионов обладает слабой дисперсией. При $q=0$ эта частота равна плазменной ионной частоте

$$\omega_{pi}=\frac{4\pi n_i(Ze)^2}{M}.$$

Отметим, что в рассматриваемой модели имеет место свойство

$$\frac{VAq^2}{\omega_{pi}{}^2}=V(\boldsymbol{q}).$$

Модель Бардина — Пайнса учитывает наиб. существенные особенности металлов и приводит к качественно верному описанию Э.-ф. в. в них.

Лит.: Бёте Г. А., Зоммерфельд А., Электронная теория металлов, пер. с нем., Л.—М., 1938; Зейтц Ф., Современная теория твёрдого тела, пер. с англ., М.—Л., 1949; Пекар С. И., Исследования по электронной теории кристаллов, М.—Л., 1951; Пайерлс Р., Квантовая теория твердых тел, пер. с англ., М., 1956; Займан Дж., Электроны и фононы, пер. с англ., М., 1962; Пайнс Дж., Элементарные возбуждения в твёрдых телах, пер. с англ., М., 1965; Киттель Ч., Квантовая теория твёрдых тел, пер. с англ., М., 1967; Киреев П. С., Физика полупроводников, 2 изд., М., 1975; Ашкрофт Н., Мермин Н., Физика твёрдого тела, пер. с англ., т. 1—2, М., 1979; Хакен Х., Квантовая теория твёрдого тела, пер. с нем., М., 1980; Ридли Б., Квантовые процессы в полупроводниках, пер. с англ., М., 1986; Bardeen J., Pines D., Electron-phonon interaction in metals, «Phys. Rev.», 1955, v. 99, p. 1140; Bloch F., Quantum mechanics of electrone in crystal lattices, «Z. Phys.», 1928, Bd 52, S. 555.

В. А. Москаленко, Ю. Г. Рудой.

ЭЛЕКТРО́НЫ ПРОВОДИ́МОСТИ — электроны твёрдого тела, упорядоченное движение к-рых (дрейф) обусловливает электропроводность. В твёрдых телах часть электронов (как правило, валентные) отрывается от своих атомов. Области разрешённых значений энергии делокализованных электронов — разрешённые зоны — чередуются с запрещёнными зонами. Э. п. — электроны частично заполненных разрешённых зон — зон проводимости (см. *Зонная теория*). В *полупроводниках* Э. п. появляются только при нек-ром возбуждении (достаточно высокой темп-ре, освещении, внедрении примесей и т. п.). В *металлах* Э. п. есть всегда: при $T=0$ К они занимают все состояния с энергией, меньшей *ферми-энергии*.

Состояние Э. п. сходно с состоянием свободного электрона, но с *эффективной массой*, отличной от массы свободного электрона. Как квазичастица Э. п. характеризуется *квазиимпульсом* $\boldsymbol{p}$ и законом дисперсии $\mathscr{E}(\boldsymbol{p})$. Внутри разрешённой зоны $\mathscr{E}(\boldsymbol{p})$ — сложная периодич. ф-ция.

Свойства Э. п. удобно описывать в терминах кинетич. теории газов (газ квазичастиц). В полупроводниках, если Э. п. относительно мало, газ Э. п. хорошо описывается *Больцмана распределением*. В металлах Э. п. образуют вырожденный ферми-газ при всех темп-рах (см. *Вырожденный газ*). Для описания взаимодействий между Э. п. используют теорию *ферми-жидкости*.

Лит. см. при ст. *Твёрдое тело.* *Э. М. Эпштейн.*

ЭЛЕКТРО́Н-ЭЛЕКТРО́ННОЕ ВЗАИМОДЕ́ЙСТВИЕ в твёрдых телах — взаимодействие между *электронами проводимости*. Э.-э. в. определяет *межэлектронное рассеяние*, плазменные колебания и экранирование (см. *Плазма твёрдых тел*). Осн. вклад в Э.-э. в. вносит непосредств. кулоновское взаимодействие. Э.-э. в. также осуществляется посредством обмена *фононами* (см. *Электрон-фононное взаимодействие*). Такое взаимодействие может приводить к эфф. притяжению между электронами, находящимися вблизи *ферми-поверхности*, и возникновению связанных состояний — куперовских пар. Это явление лежит в основе *сверхпроводимости*. *Э. М. Эпштейн.*

ЭЛЕКТРООПТИКА — раздел оптики, в к-ром изучаются изменения оптич. свойств среды под действием электрич. поля и вызванные этими изменениями особенности взаимодействия оптич. излучения со средой, помещённой в электрич. поле. Оптич. характеристики любой среды, такие, как величина показателей преломления для разл. *поляризаций света* и *оптическая активность*, зависят от распределения связанных зарядов в среде. Если среда находится под действием внеш. электрич. поля, то положение

зарядов как электронных, так и ионных в ней несколько смещается. Это приводит к изменению эллипсоида показателей преломления и вектора гирации среды.

Величина внеш. электрич. поля E, как правило, много меньше внутр. поля среды. Поэтому изменение оптич. свойств оказывается довольно малым и соотношение, описывающее эти свойства, может быть представлено в виде ряда по степеням внеш. поля:

$$\sum_{i,j,k,l=1}^{3}\left(\frac{1}{n_{ij}^2}+r_{ijk}E_k+R_{ijkl}E_kE_l+\ldots\right)x_ix_j=1. \qquad (*)$$

Соотношение (*) описывает эллипсоид показателей преломления в диэлектрич. негиротропной среде. Из малости внеш. поля E следуют неравенства

$$\frac{1}{n_{ij}^2}>>r_{ijk}E_k>>R_{ijkl}E_kE_l>>\ldots$$

Для сред, где коэф. $r_{ijk}\neq 0$, в левой части (*) можно ограничиться двумя членами, в этом случае среда обладает линейным электрооптич. эффектом (*Поккельса эффект*). Такой эффект может наблюдаться только в средах, не имеющих центральной симметрии. В центросимметричных средах $r_{ijk}=0$ и наблюдается только квадратичный *Керра эффект*. Эффекты более высокого порядка пока не наблюдались. Наведённое электрич. полем двупреломление (анизотропия поляризуемости) — малоинерционный эффект (10^{-13}—10^{-14} с).

Наложение электрич. поля на свободные атомы или др. квантованные системы приводит к снятию вырождения и расщеплению энергетич. уровней (см. *Штарка эффект*), пропорциональному E^2 или в более сильных полях $\sim E$. Несовпадение поглощений для разл. поляризаций света приводит к наведённому электрич. полем *дихроизму*.

Другой механизм влияния электрич. поля на оптич. свойства вещества связан с определ. ориентацией в поле молекул, обладающих постоянным дипольным моментом или анизотропией поляризуемости. В результате у первоначально изотропного ансамбля молекул появляются свойства одноосного кристалла. Характерное время ориентационных процессов колеблется от 10^{-11}—10^{-12} с для газов и чистых жидкостей до 10^{-2} с и больше для коллоидных растворов, молекул, аэрозолей и т. п. Особенно сильно выражен ориентационный эффект в жидких кристаллах (время релаксации $\sim 10^{-6}$ с), в них наблюдается целый ряд электрооптич. эффектов. В твёрдых телах при наложении электрич. поля наблюдается появление *оптической анизотропии*, обусловлен. установлением различий в ср. расстояниях между частицами решётки вдоль и поперёк поля (стрикционный эффект). Как ориентационный, так и стрикционный эффекты не только дают существ. вклад в эффект Керра, но и приводят к изменению интенсивности и деполяризации рассеянного света под влиянием электрич. поля (т. н. дитиндализм).

К числу электрооптич. эффектов относится также *электрогирация* — изменение оптич. активности под действием электрич. поля. Однако этот эффект значительно меньше эффектов Поккельса и Керра.

Появление лазеров привело к наблюдению в электрич. полях оптич. частоты многих электрооптич. эффектов, известных ранее только для постоянного поля, а также к наблюдению новых явлений Э., связанных с изменением поляризуемости атомов и молекул при их возбуждении. К их числу относится образование фазовых дифракционных решёток в интерференц. поле интенсивных когерентных световых потоков. Характерная особенность электрооптич. явлений в полях оптич. частоты — их резонансный характер.

Электрооптич. явления широко применяются для создания устройств управления оптич. излучением (*модуляторы света*, дефлекторы, оптич. фазовые решётки и др.) и оптич. индикаторов (жидкокристаллич. дисплеи, цифровые индикаторы и др.), для регистрации напряжённости поля, напр. по эффекту Штарка в плазме, а также для исследования строения вещества, внутримолекулярных процессов, явлений в растворах и кристаллах и т. п.

Лит.: Блинов Л. М., Электро- и магнитооптика жидких кристаллов, М., 1978; Ярив А., Юх П., Оптические волны в кристаллах, пер. с англ., М., 1987. *В. Н. Парыгин, В. А. Замков.*

ЭЛЕКТРОПРОВО́ДНОСТЬ (электрическая проводимость, проводимость) — способность вещества пропускать *электрический ток* под действием электрич. поля, а также физ. величина, количественно характеризующая эту способность. Э. обусловлена присутствием свободных *носителей заряда в твёрдом теле*, направленное движение к-рых и есть электрич. ток.

В однородных изотропных проводниках *плотность электрического тока* $\boldsymbol{j}$ в данной точке связана с напряжённостью электрич. поля в той же точке *Ома законом* $\boldsymbol{j}=\sigma\boldsymbol{E}$, постоянный коэф. пропорциональности σ наз. Э. или уд. Э., или проводимостью. Единицей измерения Э. в СИ служит $Ом^{-1}\cdot м^{-1}$, в физике чаще используется $Ом^{-1}\cdot см^{-1}$; в системе СГСЭ и в *Гаусса системе единиц* Э. имеет размерность, обратную времени, и единицей Э. является $с^{-1}$ ($1\ Ом^{-1}\cdot см^{-1}=9\cdot 10^{11}\ с^{-1}$).

В анизотропных проводниках, напр. в монокристаллах, Э. для разных направлений может быть различной. Это приводит к неколлинеарности векторов $\boldsymbol{E}$ и $\boldsymbol{j}$ и тензорной связи между ними: $j_i=\sigma_{ik}E_k$. Э. в этом случае описывается тензором второго ранга σ_{ik}. Тензор Э. удовлетворяет соотношениям Онсагера (см. *Онсагера теорема*) $\sigma_{ik}=\sigma_{ki}$, т. е. является симметричным [при наличии магн. поля $\boldsymbol{H}$ эти соотношения принимают вид: $\sigma_{ik}(\boldsymbol{H})=\sigma_{ki}(-\boldsymbol{H})$, т. е. симметричность тензора Э. нарушается].

Вблизи состояния термодинамич. равновесия гл. значения тензора Э. σ_{ik} положительны, что является следствием закона возрастания энтропии (см. *Второе начало термодинамики*). В общем случае зависимость $\boldsymbol{j}$ от $\boldsymbol{E}$ нелинейна, т. к. σ_{ik} зависит от $\boldsymbol{E}$; в этом случае вводят понятие дифференц. Э. $\sigma^{\text{дифф}}=dj/dE$ (в случае анизотропного проводника $\sigma_{ik}^{\text{дифф}}=\partial j_k/\partial E_j$). В сильно неравновесных условиях (сильное электрич. поле, интенсивное освещение) дифференц. Э. в нек-рой области электрич. полей может стать отрицательной (см. *Отрицательное дифференциальное сопротивление*). Теоретич. анализ показывает, что в нек-рых особых неравновесных ситуациях возможна отрицат. полная Э. $\sigma<0$ (это означает, что векторы электрич. поля и плотности тока антипараллельны, т. е. ток течёт навстречу полю).

В случае *диспергирующей среды* связь между $\boldsymbol{j}(\boldsymbol{r},t)$ и $\boldsymbol{E}(\boldsymbol{r},t)$ не имеет указанного выше простого вида, а носит нелокальный характер: значение плотности тока в данной точке $\boldsymbol{r}$ в момент времени t определяется не одним лишь значением $\boldsymbol{E}(\boldsymbol{r},t)$, а значениями $\boldsymbol{E}$ во всех точках проводника во все предшествующие t моменты времени и описывается интегральным соотношением. Если проводящая среда линейна (её свойства не зависят от напряжённости электрич. поля), стационарна (свойства не зависят явно от времени) и пространственно однородна, то существует простая связь между пространственно-временны́ми фурье-образами ф-ций $\boldsymbol{E}(\boldsymbol{r},t)$ и $\boldsymbol{j}(\boldsymbol{r},t)$:

$$j_i(\boldsymbol{k},\omega)=\sigma_{ik}(\boldsymbol{k},\omega)E_k. \qquad (1)$$

В таком случае говорят об Э., зависящей от частоты ω (временна́я дисперсия) и волнового вектора $\boldsymbol{k}$ (пространственная дисперсия). Величина $\sigma(\boldsymbol{k},\omega)$ в общем случае комплексна, её действительная и мнимая части связаны *дисперсионными соотношениями*, аналогичными *Крамерса — Кронига соотношениям*. Э. связывается с *корреляционными функциями* токов *Кубо формулами*.

Э. связана с подвижностью носителей заряда μ соотношением $\sigma=qn\mu$, где q — заряд носителя, n — концентрация носителей. В случае, когда Э. осуществляется неск. сортами носителей, характеризующимися зарядами q_i, подвижностями μ_i и концентрациями n_i, полная Э. равна сумме парциальных Э.: $\sigma=\sum_i q_in_i\mu_i$.

Физ. механизм, величина и температурная зависимость Э. лежат в основе классификации твёрдых тел на *диэлектрики*, *полупроводники* и *металлы*. Диэлектрики в равновесном состоянии характеризуются отсутствием свобод-

ных электронов, Э. в них осуществляется посредством перескоков собств. или примесных ионов между соседними узлами кристаллич. решётки или междоузлиями и носит активац. характер, экспоненциально возрастая при повышении темп-ры по закону

$$\sigma = \sigma_0 \exp(-E_a/RT), \qquad (2)$$

где E_a — энергия активации Э.; коэф. σ_0 зависит от темп-ры, но значительно слабее, чем экспоненц. множитель. Э. диэлектриков варьирует в диапазоне от 10^{-18} до 10^{-8} $Ом^{-1} \cdot см^{-1}$ при комнатной темп-ре. В сильных электрич. полях Э. диэлектриков сильно возрастает.

В полупроводниках Э. осуществляется движением электронов проводимости и дырок (см. *Зонная теория*), подвижность к-рых на много порядков превышает подвижность ионов. В соответствии с этим Э. у полупроводников намного больше, чем у диэлектриков; она составляет при комнатной темп-ре 10^{-7}—10^{3} $Ом^{-1} \cdot см^{-1}$ и сильно зависит от хим. состава и наличия примесей. Температурная зависимость Э. полупроводников определяется в осн. быстрым повышением концентрации электронов и дырок с ростом темп-ры, описываемым экспоненц. законом (2); подвижность при этом также меняется, но обычно значительно медленнее, по степенному закону. В неупорядоченных полупроводниках возможна также *прыжковая проводимость*. Э. полупроводников сильно зависит от внеш. воздействий (магн. поля, освещения, ионизирующего облучения, давления и др.).

Металлы характеризуются высокой (сравнимой с числом атомов в единице объёма) концентрацией носителей заряда, с чем связана их высокая Э. (10^{4}—10^{6} $Ом^{-1} \cdot см^{-1}$ при комнатной темп-ре). Концентрация носителей в металлах отлична от нуля даже при абс. нуле, температурная зависимость Э. обусловлена изменением (увеличением) длины свободного пробега (и, следовательно, подвижности) носителей при понижении темп-ры. При низких темп-рах Э. многих металлов и сплавов становится бесконечной (см. *Сверхпроводимость*). Э. металла связана с его теплопроводностью *Видемана — Франца законом*. Величина Э. определяет глубину проникновения эл.-магн. поля в проводник (см. *Скин-эффект*) и время релаксации объёмного заряда.

Существует ряд явлений, родственных Э., в к-рых перенос носителей заряда осуществляется не электрич. полем, а градиентом темп-ры (см. *Термоэлектрические явления*), звуковыми волнами (см. *Акустоэлектрический эффект*), световым излучением (см. *Увлечение электронов фотонами*) и т. п. Э. жидкостей, газов и плазмы обладает рядом особенностей, отличающих её от Э. твёрдых тел (см. *Электрические разряды в газах, Электрический пробой, Электролиз*).

Э. М. Эпштейн.

ЭЛЕКТРОРАКЕ́ТНЫЕ ДВИ́ГАТЕЛИ (электрореактивные двигатели, ЭРД) — космич. реактивные двигатели, в к-рых направленное движение реактивной струи создаётся за счёт электрич. энергии. Электроракетная двигательная установка (ЭРДУ) включает собственно ЭРД, систему подачи и хранения рабочего вещества и систему, преобразующую электрич. параметры источника электроэнергии к номинальным для ЭРД значениям и управляющую функционированием ЭРД. ЭРД — двигатели малой тяги, действующие в течение длит. времени (годы) на борту космич. летательного аппарата (КЛА) в условиях невесомости либо очень малых гравитац. полей. С помощью ЭРД параметры траектории полёта КЛА и его ориентация в пространстве могут поддерживаться с высокой степенью точности либо изменяться в заданном диапазоне. При эл.-магн. либо эл.-статич. ускорении скорость истечения реактивной струи в ЭРД значительно выше, чем в жидкостных или твердотопливных ракетных двигателях; это даёт выигрыш в полезной нагрузке КЛА. Однако ЭРД требуют наличия источника электроэнергии, в то время как в обычных ракетных двигателях носителем энергии являются компоненты топлива (горючее и окислитель). В семейство ЭРД входят *плазменные двигатели* (ПД), эл.-хим. двигатели (ЭХД) и ионные двигатели (ИД).

Электрохимические двигатели. В ЭХД электроэнергия используется для нагрева и хим. разложения рабочего вещества. ЭХД подразделяются на электронагревные (ЭНД), термокаталитические (ТКД) и гибридные (ГД) двигатели. В ЭНД рабочее вещество (водород, аммиак) нагревается электронагревателем и затем истекает со сверхзвуковой скоростью через сопло (рис. 1). В ТКД электроэнергией нагревается катализатор (до темп-ры ~500 °С), химически разлагающий рабочее вещество (аммиак, гидразин); далее продукты разложения истекают через сопло. В ГД происходит сначала разложение рабочего вещества,

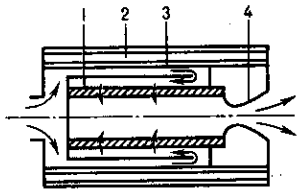


Рис. 1. Схема электронагревного двигателя: 1 — пористый электронагреватель; 2 — тепловой экран; 3 — кожух; 4 — сопло.

потом подогрев продктов разложения и их истечение. Конструкция ЭХД и используемые конструкц. материалы рассчитаны на включение на борту КЛА в течение 7—10 лет при числе запусков до 10^{5}, длительности непрерывной работы ~10—100 ч и отклонении тяговых характеристик от номинала не более 5—10%. Уровень потребляемой ЭХД электрич. мощности — десятки Вт, диапазон тяг — 0,01—10 Н. ЭХД имеют очень низкую для ЭРД энергетич. цену тяги ~3 кВт/Н, большую скорость истечения струи ($\gtrsim$3 км/с) за счёт малого молекулярного веса рабочего вещества и продуктов его разложения. Гидразиновый ГД с тягой 0,44 Н успешно работал на спутнике связи «Интелсат-5»; аммиачный ЭНД с тягой 0,15 Н входит в состав штатной ЭРДУ спутников серии «Метеор», к-рая корректирует орбиту и ориентацию спутника.

Ионные двигатели. В ИД положит. ионы рабочего вещества ускоряются в эл.-статич. поле. ИД (рис. 2) состоит из

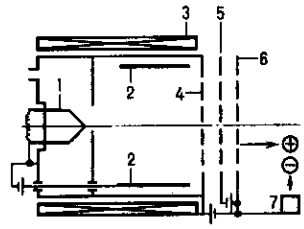


Рис. 2. Схема ионного двигателя с объёмной ионизацией конструкции Г. Кауфмана: 1 — катод газоразрядной камеры; 2 — анод; 3 — магнитная катушка; 4 — эмитирующий электрод; 5 — ускоряющий электрод; 6 — внешний электрод; 7 — нейтрализатор.

эмиттера ионов 4, ускоряющего электрода 5 с отверстиями (щелями), сквозь к-рые проходят ускоренные ионы, и внеш. электрода 6 (экрана), в роли к-рого обычно используют корпус ИД. Ускоряющий электрод находится под отрицат. потенциалом (~10^{3}—10^{4} В) относительно эмиттера. Электрич. ток и пространств. электрич. заряд реактивной струи должны быть нулевыми, поэтому выходящий ионный пучок нейтрализуется электронами, к-рые эмитирует нейтрализатор 7. Внеш. электрод находится под потенциалом, отрицательным относительно эмиттера и положительным относительно ускоряющего электрода; положит. смещение потенциала выбирается таким, чтобы сравнительно малоэнергичные электроны из нейтрализатора запирались электрич. полем и не попадали в ускоряющий промежуток между эмиттером и ускоряющим электродом. Энергия ускоренных ионов определяется разностью потенциалов между эмиттером и внеш. электродом. Наличие положит. пространств. заряда в ускоряющем промежутке ограничивает ионный ток из эмиттера. Осн. параметры ИД: скорость истечения, тяговый кпд, энергетич. цена тяги (Вт/Н), энергетич. цена иона (эВ/ион) — кол-во энергии, затрачиваемое на образование иона. Степень ионизации рабочего вещества в ИД должна быть как можно выше ($>0{,}9 \div 0{,}95$).

В зависимости от типа эмиттера ИД подразделяются на двигатели с поверхностной ионизацией (ИДПИ), коллоидные двигатели (КД) и двигатели с объёмной ионизацией (ИДОИ). В ИДПИ ионизация происходит при пропускании паров рабочего вещества сквозь пористый эмиттер; энергия ионизации рабочего вещества должна быть меньше работы выхода материала эмиттера. Обычно выбирается пара цезий (рабочее вещество) — вольфрам (эмиттер). Эмиттер подогревается до темп-ры 1500 °К во избежание конденсации рабочего вещества. В КД (существуют только лаб. прототипы) рабочее вещество (20%-ный раствор иодистого калия в глицерине) распыляется через капилляры в виде положительно заряженных микрокапель в ускоряющий промежуток; электрич. заряд микрокапель возникает в процессе экстракции струек из капилляров в сильном электрич. поле и последующем их распаде на капли. Источником ионов в ИДОИ является газоразрядная камера (ГРК), в к-рой атомы рабочего вещества (паров металлов, инертных газов) ионизуются электронным ударом в газовом разряде низкого давления [разряд между электродами 1 и 2 (рис. 2) либо безэлектродный СВЧ-разряд]; ионы из плазмы ГРК вытягиваются в ускоряющий промежуток сквозь отверстия эмитирующего электрода-стенки ГРК, образующего вместе с ускоряющим электродом ионно-оптич. систему (ИОС) для ускорения и фокусировки ионов. Стенки ГРК, кроме эмитирующего электрода, магнитоизолированы от плазмы. ИДОИ — наиб. разработанные с инженерн. и физ. точек зрения ИД, их тяговый кпд $\sim 70\%$, подтверждённый в наземных испытаниях ресурс работы доведён до $2 \cdot 10^4$ ч. Ресурс работы ИД ограничивается эрозией ускоряющего электрода вследствие его катодного распыления вторичными ионами, возникающими в результате перезарядки быстрых ускоренных ионов на медленных нейтральных атомах рабочего вещества. Энергетич. цены тяги и иона в ИД (за исключением КД) весьма значительны ($\gtrsim 2 \cdot 10^4$ Вт/Н, $\gtrsim 250$ эВ/ион). По этой причине ИД пока не используются в космосе в качестве рабочих ЭРД (ЭХД, ПД), хотя они неоднократно испытывались на борту КЛА. Наиб. значительно испытание по программе SERT-2 (1970, США); в состав ЭРДУ входили две ИДОИ конструкции Г. Кауфмана (рабочее тело — ртуть, потребляемая мощность 860 Вт, кпд 68%, тяга 0,03 Н), проработавшие без отказа непрерывно 3800 ч и 2011 ч соответственно и возобновившие функционирование после длит. перерыва.

ПД по схеме плазменных ускорителей с замкнутым дрейфом электронов и протяжённой зоной ускорения систематически используется на КЛА, в особенности на геостационарных спутниках связи.

Лит.: Гильзин К. А., Электрические межпланетные корабли, 2 изд., М., 1970; Морозов А. И., Шубин А. П., Космические электрореактивные двигатели, М., 1975; Гришин С. Д., Лесков Л. В., Козлов Н. П., Электрические ракетные двигатели, М., 1975.

А. П. Шубин.

ЭЛЕКТРОСЛА́БОЕ ВЗАИМОДЕ́ЙСТВИЕ — взаимодействие, в к-ром участвуют кварки и лептоны, излучая и поглощая фотоны или тяжёлые *промежуточные векторные бозоны* W^+, W^-, Z^0. Э. в. описывается калибровочной теорией со спонтанно нарушенной симметрией.

Теория Э. в. использует заряж. промежуточные бозоны, введённые впервые Ю. Швингером (J. Schwinger) в 1957. Дальнейшее развитие теории опирается на калибровочные теории (см. *Калибровочная инвариантность*), впервые применённые к Э. в. в работах Ш. Глэшоу (Sh. Glashow, 1961) и А. Салама и Дж. Уорда (A. Salam, J. C. Ward, 1964). Однако на первом этапе не удавалось решить проблему масс тяжёлых бозонов в рамках калибровочно-инвариантной теории.

Окончат. формулировка была достигнута С. Вайнбергом (S. Weinberg) и А. Саламом (A. Salam) в 1967 с использованием *Хиггса механизма*.

Теория Э. в. даёт объединённое описание эл.-магн. и слабого взаимодействий. *Электромагнитное взаимодействие* описывается *квантовой электродинамикой*. О *слабом взаимодействии*, к-рое приводит к распадам элементарных частиц, было известно, что совокупность данных описывается взаимодействием вида «ток на ток» в $V-A$-варианте

$$L_{int}=\frac{G_F}{\sqrt{2}} j_\alpha^+ j_\alpha; \qquad (1)$$

$$j_\alpha=\bar{e}\gamma_\alpha(1+\gamma_5)\nu_e+\bar{\mu}\gamma_\alpha(1+\gamma_5)\nu_\mu+V_\alpha^{hadr}+A_\alpha^{hadr},$$

где L_{int} — лагранжиан взаимодействия; j_α — слабый ток; γ_α — *Дирака матрицы*; e, μ, ν — операторы соответствующих полей, черта означает дираковское сопряжение; $G_F=(1{,}16639\pm 0{,}00002)\cdot 10^{-5}$ ГэВ$^{-2}$ — константа взаимодействия Ферми, имеющая в системе единиц $\hbar=1$, $c=1$ размерность обратной массы в квадрате; V_α^{hadr}, A_α^{hadr} — соответственно векторный и аксиальный заряженные адронные токи (см. *Аксиальный ток*, *Векторный ток*, *Заряженный ток*). Данные по распадам, напр. $\mu^-\to e^-+\bar{\nu}_e+\nu_\mu$, и по нейтринным реакциям, напр. $\nu_\mu+N\to\mu^-+$адроны, вполне описываются взаимодействием (1). Однако с точки зрения квантовой теории поля это взаимодействие принадлежит к классу неперенормируемых (см. *Перенормируемость*), что приводит к возникновению неустранимых расходимостей в процессе вычисления высших поправок по *возмущений теории*. Неперенормируемость теории проявляется также в росте сечений σ_c слабых процессов при высоких энергиях в низшем порядке теории возмущений: $\sigma_c\simeq G_F^2 s$, где s — квадрат энергии в системе центра инерции. Введение заряж. векторного промежуточного массивного бозона W с взаимодействием

$$L_{int}=g_W j_\alpha W_\alpha+\text{h.c.}, \frac{g_W^2}{M_W^2}=\frac{G_F}{\sqrt{2}} \qquad (2)$$

(где g_W — константа взаимодействия; h.c. — означает эрмитово сопряжённое выражение; M_W — достаточно большая масса бозона) устраняет рост сечений ряда слабых процессов, напр. рассеяния нейтрино на электроне. Однако взаимодействие (2) также неперенормируемо, что отражается, в частности, в росте сечения процесса $e^++e^-\to W^++W^-$. Оказывается, сократить растущие члены в амплитуде этого и аналогичных ему процессов можно, если ввести наряду с W ещё нейтральный промежуточный бозон Z, также массивный, и учесть фотонное поле A_μ.

Теория Э. в. строится как калибровочная квантовая теория поля с группой симметрии $SU(2)\times U(1)$. Это значит, что в исходной теории имеется 4 безмассовых векторных поля: W_μ^+, W_μ^-, W_μ^0 — *Янга — Миллса поле*, соответствующее симметрии $SU(2)$, и B_μ — поле, связанное с симметрией U (1). Исходная симметрия должна быть нарушена (см. *Спонтанное нарушение симметрии*), в частности должны получить массы $W^\pm$, Z. Два нейтральных поля W_μ^0 и B_μ соответствуют линейным комбинациям наблюдаемых (физ.) полей Z_μ, A_μ

$$W_\mu^0=\cos\theta_W Z_\mu+\sin\theta_W A_\mu,\ B_\mu=-\sin\theta_W Z_\mu+\cos\theta_W A_\mu;$$

θ_W обычно наз. *Вайнберга углом*. Мин. число скалярных полей, приводящих к возникновению масс трёх промежуточных бозонов, равно четырём. В качестве таковых выбирается комплексный дублет, т. е. вектор спинорного *представления группы* $SU(2)$: $\varphi=(\varphi_1,\ \varphi_2)$; $\varphi^+=\varphi_1^+,\ \varphi_2^+$ («+» — означает эрмитово сопряжение). Исходный лагранжиан калибровочных и скалярных полей, инвариантный относительно калибровочных преобразований с группой $SU(2)\times U(1)$, имеет вид:

$$L=(D_\mu\varphi)^+(D_\mu\varphi)-m^2\varphi^+\varphi-\lambda(\varphi^+\varphi)^2-$$
$$-\frac{1}{4}W_{\mu\nu}^i\cdot W_{\mu\nu}^i-\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F_{\mu\nu}, \qquad (3)$$

где λ — константа взаимодействия поля Хиггса; тензор напряжённости поля $F_{\mu\nu}$ соответствует группе $U(1)$ и связан с вектор-потенциалом B_μ так же, как в случае эл.-магн. поля: $F_{\mu\nu}=\partial_\mu B_\nu-\partial_\nu B_\mu$, а $W_{\mu\nu}^i$ — стандартным образом определённая напряжённость поля Янга — Миллса. Символ D_μ (ковариантная производная) определён следующим образом:

$$D_\mu\varphi=\partial_\mu\varphi+igW_\mu^a\frac{\tau^a}{2}\varphi+\frac{i}{2}g'B_\mu\varphi,$$

$$(D_\mu\varphi)^+=\partial_\mu\varphi^+-igW_\mu^a\frac{\tau^a}{2}\varphi^+-\frac{i}{2}g'B_\mu\varphi^+,$$

где g, g' — константы взаимодействия поля Хиггса с полями W и B; τ^a — *Паули матрицы*.

Явление (механизм) Хиггса осуществляется при отрицат. квадратах масс скалярных частиц, т. е. при $m^2=-m_0^2<0$. Предполагается, что отличное от нуля *вакуумное среднее* приобретает скалярное поле φ_2: $\langle|\varphi_2|\rangle=\eta/\sqrt{2}$. Скалярные поля переопределяются следующим образом:

$$\varphi=\frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix}\psi_2+i\psi_1\\ \eta+\sigma+i\chi\end{pmatrix},\ \varphi^+=\frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix}\psi_2-i\psi_1\\ \eta+\sigma-i\chi\end{pmatrix}.$$

Здесь физ. полями являются ψ_i, σ, χ. Подстановка в (3) приводит к появлению члена первой степени по полю σ: $\sigma\cdot(\eta m_0^2-\lambda\eta^3)$. Требование равенства нулю вакуумного ср. поля σ даёт условие

$$\eta\cdot(m_0^2-\lambda\eta^2)=0,$$

решения к-рого $\eta=0$ (тривиальное) и $\eta^2\lambda=m_0^2$ (нарушающее симметрию). В теории Э. в. реализуется второе решение. Коэффициенты при квадратах полей ψ_i, χ равны $(m_0^2-\lambda\eta^2)/2$, т. е. массы их равны нулю, а $m_\sigma=\sqrt{2}m_0$. Появление полей с массой нуль является следствием теоремы Н. Н. Боголюбова [в применении к задачам теории частиц теорему сформулировал Дж. Голдстоун (J. Goldstone), см. *Голдстоуна теорема*]. Безмассовые скалярные частицы уходят из физ. спектра в результате явления Хиггса. При этом необходимо провести следующее калибровочное преобразование вектор-потенциалов заряж. бозонов:

$$W_\mu^i\to W_\mu^i+\frac{2}{g\eta}\frac{\partial\psi_i}{\partial x^\mu}.$$

Бозоны W приобретают массу $M_W=g\eta/2$. Нейтральные поля W^0 и Z образуют комбинацию

$$Z_\mu=\frac{g}{\sqrt{g^2+g'^2}}W_\mu^0-\frac{g'}{\sqrt{g^2+g'^2}}B_\mu-\frac{2}{\eta\sqrt{g^2+g'^2}}\frac{\partial\chi}{\partial x^\mu},$$

причём нейтральный бозон приобретает массу $M_Z=\eta\sqrt{g^2+g'^2}/2$. Угол Вайнберга связан с константами связи следующим образом:

$$\cos\theta_W=\frac{g}{\sqrt{g^2+g'^2}},\ \sin\theta_W=\frac{g'}{\sqrt{g^2+g'^2}}.$$

Фотонная комбинация (2) массу не приобретает. Т. о., три безмассовых скаляра в результате осуществления механизма Хиггса включаются в массивные векторные поля, давая недостающие степени свободы. Из равенства заряда W элементарному заряду e получаем связь $e^2=g^2\sin^2\theta_W$.

Для описания взаимодействия векторных и скалярных полей с элементарными спинорами — лептонами и кварками — вводятся лептонные мультиплеты — левые и правые

$$\psi_L^k=\frac{1+\gamma_5}{2}\begin{pmatrix}N_k\\ E_k\end{pmatrix};\ \psi_R^k=\frac{1-\gamma_5}{2}E_k,$$

где $k=1, 2, 3$; $N_k=(\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau)$; $E_k=(e, \mu, \tau)$, и аналогичные кварковые мультиплеты

$$\Psi_L^k=\frac{1+\gamma_5}{2}\begin{pmatrix}U_k\\ \mathrm{D}_k\end{pmatrix};\ \Psi_R^{k(U)}=\frac{1-\gamma_5}{2}U_k;$$

$$\Psi_R^{k(D)}=\frac{1-\gamma_5}{2}\mathrm{D}_k;\ U_k=(u, c, t),\ \mathrm{D}_k=(d', s'b'),$$

где штрих у кварков типа D означает комбинации кварков d, s, b, к-рые определены ниже.

Часть лагранжиана Э. в., содержащая спиноры, имеет вид:

$$L_\psi=\frac{i}{2}\sum_{k=1}^{3}(\bar\psi_L^k\gamma_\rho D_\rho\psi_L^k-D_\rho\bar\psi_L^k\gamma_\rho\psi_L^k+$$
$$+\bar\psi_R^k\gamma_\rho D_\rho\psi_R^k-D_\rho\bar\psi_R^k\gamma_\rho\psi_R^k+\bar\Psi_L^k\gamma_\rho D_\rho\Psi_L^k-$$
$$-D_\rho\bar\Psi_L^k\gamma_\rho\Psi_L^k+\bar\Psi_R^{k(U)}\gamma_\rho D_\rho\Psi_R^{k(U)}- \quad (4)$$
$$-D_\rho\Psi_R^{k(U)}\gamma_\rho\Psi_R^{k(U)}+\bar\Psi_R^{k(D)}\gamma_\rho D_\rho\Psi_R^{k(D)}-$$
$$-D_\rho\bar\Psi_R^{k(D)}\gamma_\rho\Psi_R^{k(D)}).$$

Известные электрич. заряды лептонов и кварков фиксируют вид удлинённых производных (независимо от k):

$$D_\rho\psi_L=\partial_\rho\Psi_L+\frac{ig\tau^a}{2}W_\rho^a\psi_L-\frac{ig}{2}\operatorname{tg}\theta_W B_\rho\psi_L;$$
$$D_\rho\psi_R=\partial_\rho\psi_R-ig\operatorname{tg}\theta_W B_\rho\psi_R;$$
$$D_\rho\Psi_L=\partial_\rho\Psi_L+\frac{ig\tau^a}{2}W_\rho^a\Psi_L+\frac{ig\operatorname{tg}\theta_W}{6}B_\rho\Psi_L; \quad (5)$$
$$D_\rho\Psi_R^{(U)}=\partial_\rho\Psi_R^{(U)}+\frac{2ig\operatorname{tg}\theta_W}{3}B_\rho\Psi_R^{(U)};$$
$$D_\rho\Psi_R^{(D)}=\partial_\rho\Psi_R^{(D)}-\frac{ig\operatorname{tg}\theta_W}{3}B_\rho\Psi_R^{(D)}.$$

Взаимодействие спиноров со скалярными хиггсовыми полями описывается выражением

$$L_s=\sum_k\{g_s^k(\bar\psi_L^k\psi_R^k\varphi+\bar\psi_R^k\psi_L^k\varphi^+)+$$
$$+G_s^{k(U)}(\bar\Psi_L^k\Psi_R^{k(U)}\varphi^++\Psi_R^{k(U)}\Psi_L^k\varphi)+$$
$$+G_s^{k(D)}(\bar\Psi_L^k\Psi_R^{k(D)}\varphi+\bar\Psi_R^{k(D)}\Psi_L^k\varphi^+)\},$$

где g_s^k — соответствующие константы взаимодействия. Выделение вакуумного среднего η приводит к появлению массы лептонов и кварков, причём массы определяются соответствующими юкавскими константами связи, напр. $m_e=\eta g_s^1/\sqrt{2}$, $m_c=\eta G_s^{2(U)}/\sqrt{2}$. По крайней мере, на нынешнем этапе понимания теории Э. в. каждой массе соответствует своя константа, так что они задаются в соответствии с экспериментом.

Из выражений (4), (5) следует окончат. вид Э. в. лептонов и кварков с векторными полями:

$$L_{int}=-\frac{g}{2\sqrt{2}}j_\rho W_\rho+\text{h. c.}-\frac{g}{2\cos\theta_W}j_\rho^0Z_\rho-ej_\rho^{em}A_\rho,$$

где заряж. ток

$$j_\rho=\sum_k(\bar N^k\gamma_\rho(1+\gamma_5)E^k+\bar U^k\gamma_\rho(1+\gamma_5)\mathrm{D}^k);$$

эл.-магн. ток

$$j_\rho^{em}=\sum_k\left(-\bar E^k\gamma_\rho E^k+\frac{2}{3}\bar U^k\gamma_\rho U^k-\frac{1}{3}\bar{\mathrm{D}}^k\gamma_\rho\mathrm{D}^k\right)$$

и *нейтральный ток*

$$j_\rho^0=\sum_k\left\{\frac{1}{2}\bar U^k\gamma_\rho(1+\gamma_5)U^k-\frac{1}{2}\bar{\mathrm{D}}^k\gamma_\rho(1+\gamma_5)\mathrm{D}^k-2\sin^2\theta_W j_\rho^{em}\right\}.$$

Сравнивая заряж. ток с выражением (2), получаем, что калибровочная константа связи $g=g_W2\sqrt{2}$, откуда

$$M_W=\sqrt{\frac{\pi\alpha}{\sqrt{2}G_F}}\frac{1}{|\sin\theta_W|},\ \alpha=\frac{e^2}{4\pi}.$$

Т. о., главные отличия Э. в. от четырёхфермионного взаимодействия (1) заключаются, во-первых, в существовании тяжёлых промежуточных бозонов W, Z и, во-вторых, в присутствии взаимодействия с нейтральным током. Существенно, что нейтральный ток является диагональным по квантовым числам странности, чарма и т. д. Комбинации d', s', b' определяются матрицей Кабиббо — Кобаяши — Маскава, зависящей от трёх углов (Эйлера) φ_j и одной фазы δ:

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c_1, & -s_1c_3, & -s_1s_3 \\ s_1c_2, & c_1c_2c_3-s_2s_3e^{i\delta}, & c_1c_2s_3+s_2c_3e^{i\delta} \\ s_1s_2, & c_1s_2c_3+c_2s_3e^{i\delta}, & c_1s_2s_3-c_2c_3e^{i\delta} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}, \quad (6)$$

где $c_j=\cos\varphi_j$, $s_j=\sin\varphi_j$. Эксперим. данные по слабым распадам частиц дают следующие соотношения:

$$|V_{us}|\equiv|s_1c_2|=0{,}2205\pm0{,}0018,$$
$$|V_{cb}|\equiv|s_3c_1c_2+s_2c_3e^{i\delta}|=0{,}040\pm0{,}005,$$
$$|V_{ub}/V_{cb}|\equiv|s_1s_3|/|V_{cb}|=0{,}08\pm0{,}02.$$

Отличие фазы φ от нуля или π означает нарушение инвариантности относительно обращения времени T- и CP-инвариантности.

Преобразование (6) обеспечивает инвариантность квадратичной формы $\bar{D}_kD_k$, т. е. $\bar{d}'d'+\bar{s}'s'+\bar{b}'b'=\bar{d}d+\bar{s}s+\bar{b}b$, что и приводит к диагональности нейтрального тока, к-рая с высокой точностью подтверждается отсутствием распадов вида $K^+\to\pi^+\bar{\nu}\nu$.

В теории Э. в. совпадение числа лептонов и кварков выглядит совсем не случайным. Только тогда сокращаются аксиальные *аномалии*, к-рые в противном случае приводят к перенормируемости теории.

Первым подтверждением теории Э. в. послужило открытие нейтральных токов (1973). Дальнейшее уточнение данных по нейтральным токам привело к значению угла θ_W: $\sin^2\theta_W=0{,}223\pm0{,}002$. Триумфом теории явилось открытие W- и Z-бозонов на протон-антипротонном коллайдере ЦЕРН (1983). Накоплено большое кол-во данных, к-рые в совокупности дают превосходное согласие эксперимента с теорией. Интересно, что все данные согласуются с низшим порядком теории возмущений с параметрами

$$G_F=(1{,}16639\pm0{,}00002)\cdot10^{-5}\ \text{ГэВ}^{-2},$$
$$M_Z=(91{,}1887\pm0{,}0044)\ \text{ГэВ}, \quad (7)$$
$$\alpha(M_Z)^{-1}=128{,}87\pm0{,}12,$$

где все значения соответствуют энергиям вблизи массы Z, а значение постоянной тонкой структуры согласуется с предсказанной зависимостью «бегущей константы связи» от импульса (см. *Ренормализационная группа*). Кажется удивительным, что при достаточно высокой эксперим. точности не проявляются *радиационные поправки*, к-рые могут достигать значит. величины при большом значении массы t-кварка. Оказывается, что при значении массы t-кварка ок. 150 ГэВ происходит сокращение разл. вкладов, что и может объяснить наблюдаемое согласие с низшим порядком. Т. о., совокупность данных по Э. в. предсказывает массу t-кварка в интервале 110—195 ГэВ. Открытие t-кварка (март 1995) блестяще подтвердило это предсказание: измерение массы t-кварка двумя группами в ФНАЛ (США) дало значения 176 ± 13 ГэВ и 199 ± 30 ГэВ.

Совокупность эксперим. данных, находящихся в согласии с теорией, составляют, во-первых, данные по многочисл. распадам частиц (проверка взаимодействия заряж. тока с W-бозоном); во-вторых, данные по нейтринным реакциям (проверка взаимодействия с Z и W); в-третьих, данные по параметрам самих W- и Z-бозонов: $M_W=80{,}22\pm0{,}18$ ГэВ, $\Gamma_W=2{,}08\pm0{,}07$ ГэВ; из (7), $\Gamma_Z=2497{,}4\pm3{,}8$ МэВ. Вероятности распадов W и Z по конкретным каналам, в основном, согласуются с теорией Э. в.

Осн. проблема Э. в., требующая решения,— изучение механизма нарушения исходной инвариантности. Самый прямой путь здесь — поиски хиггсова скаляра. Теория не предсказывает его массу M_H, поэтому диапазон поисков очень широк. Активно обсуждается возможность $100\ \text{ГэВ}<M_H<1000\ \text{ГэВ}$, к-рая будет исследована на коллайдерах нового поколения (LHC, SSC). Открытие хиггсова скаляра означало бы окончательное подтверждение теории Э. в. в исходной формулировке С. Вайнберга и А. Салама. Другая важная нерешённая проблема — нарушение CP- и T-инвариантностей. Отмечалось, что если в (6) фаза $\varphi\neq0,\ \pi$, то инвариантности нарушены. Нельзя утверждать, что совокупность данных по нарушению CP-инвариантности соответствует именно такому варианту. Представляется, что детальное определение параметров матрицы Кабиббо — Кобаяши — Маскава также является одной из центр. проблем Э. в.

Лит.: Weinberg S., A model of leptons, «Phys. Rev. Lett.», 1967, v. 19, p. 1264; Salam A., Weak and electromagnetic interctions, in: Elementary particle physics, Ed. N. Svartholm, Stockh., 1968, p. 367; Аберс Е. С., Ли Б. В., Калибровочные теории, в сб.: Квантовая теория калибровочных полей, пер. с англ., М., 1977, с. 241; Окунь Л. Б., Лептоны и кварки, 2 изд., М., 1990; Ченг Т.-П., Ли Л.-Ф., Калибровочные теории в физике элементарных частиц, пер. с англ., М., 1987. *Б. А. Арбузов.*

ЭЛЕКТРОСТАТИ́ЧЕСКАЯ ИНДУ́КЦИЯ — перераспределение зарядов на поверхности проводника или поляризация диэлектрика под действием стороннего электрич. поля $\boldsymbol{E}_{ст}(\boldsymbol{r})$. Вследствие Э. и. у электрически нейтральных (в целом) тел появляется индуцированный электрич. дипольный момент $\boldsymbol{p}^e$ и, в общем случае, более высокие моменты: квадрупольный, октупольный и т. д. (см. *Мультиполи*). Для металлич. шара, радиус к-рого a мал по сравнению с масштабом неоднородности поля, $\boldsymbol{p}^e=a^3\boldsymbol{E}_{ст}$, для диэлектрич. шара $\boldsymbol{p}^e=a^3\left[(\varepsilon-1)/(\varepsilon+2)\right]\boldsymbol{E}_{ст}$ (в электростатике диэлектрич. проницаемость $\varepsilon\geqslant1$). На несимметричные тела в общем случае действует момент сил $\boldsymbol{M}=[\boldsymbol{p}^e\boldsymbol{E}_{ст}]$, разворачивая их до тех пор, пока $\boldsymbol{p}^e$ не станет параллельным электрич. полю: $\boldsymbol{p}^e\to\alpha\boldsymbol{E}_{ст}$, $\alpha>0$. Так, вытянутые объекты (иглы, нити, молекулярные цепочки) ориентируются вдоль силовых линий поля. Др. эффектом Э. и. является втягивание частиц в область сильных полей под действием силы $\boldsymbol{F}=(\boldsymbol{p}^e\nabla)\boldsymbol{E}_{ст}=(1/2)\alpha\nabla|\boldsymbol{E}_{ст}|^2$. Этим объясняется интенсивное оседание пыли на наэлектризованных деталях телевизоров, ткацких машин и т. д. На явлении Э. и. основаны принципы работы эл.-статич. фильтров, эл.-графич. машин, эл.-статич. сепараторов молекул. *Г. В. Пермитин.*

ЭЛЕКТРОСТАТИ́ЧЕСКИЕ ЛИ́НЗЫ — см. *Электронные линзы*.

ЭЛЕКТРОСТАТИ́ЧЕСКИЙ ГЕНЕРА́ТОР — устройство, в к-ром высокое постоянное напряжение (до нескольких МВ) создаётся при помощи механич. переноса электростатич. зарядов. Цикл работы Э. г. можно представить диаграммой (рис. 1). На нек-рую ёмкость C_1, состоящую из подвижного и неподвижного электродов, при первичном напряжении U_1 подаётся заряд $q_1=C_1U_1$ (точка A на диаграмме). При перемещении подвижного электрода ёмкость уменьшается, и при нек-ром значении C_2 потенциал возрастёт до $U_2=U_1C_1/C_2$ (точка B). При этом потенциале U_2 движущийся электрод соединяется с высоковольтной системой, и при дальнейшем уменьшении ёмкости до величины C_3 (точка D) высоковольтной системе отдаётся заряд $(q_1-q_2)=(C_2-C_3)U_2$. Затем подвижный электрод отсоединяется от высоковольтной системы и начинает перемещаться к неподвижному заземлённому электроду (при постоянном заряде $q_2=C_3U_2$); ёмкость растёт и при нек-ром значении C_4 потенциал электрода уменьшится до U_1 (точка E). В этот момент электрод соединяют с источником первичного напряжения U_1, и при дальнейшем увеличении ёмкости заряд растёт; когда ёмкость достигнет первонач. величины C_1, на электрод переходит заряд $(q_1-q_2)=(C_1-C_4)U_1$. В результате такого цикла кол-во электричества (q_1-q_2) переходит от первичной системы с потенциалом U_1 к высоковольтной

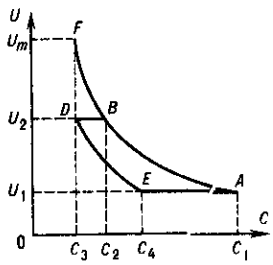


Рис. 1. Диаграмма цикла работы электростатического генератора.

системе с потенциалом U_2. Сила тока $I=(q_1-q_2)/\Delta t$, где Δt — время цикла (при холостом ходе и в отсутствие утечек, $q_1-q_2=0$, напряжение высоковольтной системы определяется значениями мин. ёмкости C_3 и $U_m=C_1U_1/C_3$). Энергия, получаемая высоковольтной системой, складывается из электрич. энергии, сообщаемой первичной (низковольтной) системой $W_1=(q_1-q_2)U_1$ (возбуждение), и механич. работы $W=(q_1-q_2)(U_2-U_1)$, затрачиваемой при перемещении заряда. Если $C_2\ll C_1$, то $U_2\gg U_1$ и $W\gg W_1$, т. е. практически вся энергия получается за счёт затрачиваемой механич. работы.

Существует много типов Э. г., отличающихся способом транспортировки зарядов: Э. г. с жёсткими роторами в виде цилиндров или дисков; Э. г. с гибкими лентами (генератор Ван-де-Граафа); Э. г. с пылевым или жидкостным транспортёром и др. В работе Э. г. существ. значение имеют электроизолирующие свойства среды. Первые конструкции Э. г. (30-е гг.) работали в открытом воздухе при обычном атм. давлении. Для уменьшения габаритов большинство совр. Э. г. работает в сжатом газе.

У Э. г. с диэлектрич. транспортёром нанесение и съём зарядов производятся непрерывно системой коронирующих острий или щёток (рис. 2). Переносимый транспортёром ток равен $i=\sigma bv$, где σ — поверхностная плотность зарядов; b — ширина транспортёра; v — его линейная скорость. Если у высоковольтного электрода на транспортёр наносятся заряды обратной полярности, то переносимый ток увеличивается в 2 раза. Плотность зарядов σ ограничивается возникновением поверхностных разрядов и обычно составляет $(3—4)\cdot10^{-9}$ Кл/см^2, при этом переносимый ток i не превышает 1 мА.

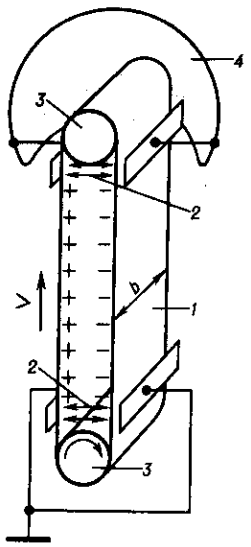


Рис. 2. Схема генератора Ван-де-Граафа с диэлектрическим транспортёром зарядов: *1* — транспортёр; *2* — устройства для нанесения и съёма зарядов; *3* — валы транспортёра; *4* — высоковольтный электрод.

У транспортёра с проводящими зарядоносителями заряды наносятся на их поверхность в поле индуктора (рис. 3) и передаются высоковольтному электроду дискретными порциями. Переносимый транспортёром ток равен $i=qN$, где q — заряд токоносителей; N — число зарядоносителей, касающихся высоковольтного электрода за 1 с. Пульсации напряжения генератора, вызываемые дискретным переносом зарядов, весьма малы. Транспортёр из цилиндров (пеллетрон) передаёт ток ок. 0,1 мА, транспортёр из стержней (ладдетрон) — 0,5 мА (при скорости перемещения носителей ок. 10 м/с). Возможно параллельное включение неск. транспортёров.

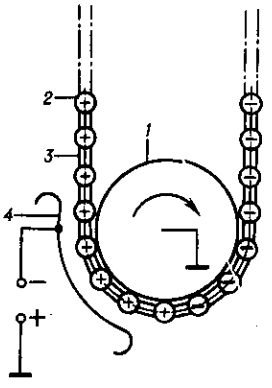


Рис. 3. Устройство транспортёра с проводящими зарядоносителями: *1* — шкив транспортёра; *2* — зарядоносители; *3* — изоляторы; *4* — индуктор.

Транспортёры с проводящими зарядоносителями более надёжны по сравнению с диэлектрическими, могут работать в чистых электроотрицат. газах и не загрязняют изолирующий газ пылью. В качестве газовой изоляции используют азот, углекислоту или их смеси, для увеличения электрич. прочности изоляции применяют также элегаз SF_6, фреон или их смесь с азотом и углекислотой.

Напряжение на выходе Э. г. пропорционально сопротивлению его нагрузки и току транспортёра (рис. 4). Регулировать и стабилизировать его можно, изменяя ток в цепи нагрузки (напр., при помощи коронирующего электрода; рис. 5) или плотность наносимых на транспортёр зарядов. В первом случае постоянная времени регулятора составляет неск. мс, во втором — десятые доли секунды. Диапазон напряжений, развиваемых Э. г., в зависимости от типа составляет от неск. десятков кВ до 10 мВ и более. Э. г. используются как непосредственно в виде источников высокого напряжения, когда не требуются значит. мощности, так и в сочетании с ускорит. трубками в электростатич. ускорителях заряж. частиц (ускорители прямого действия, инжекторы, предускорители для циклич. и линейных ускорителей и т. д.).

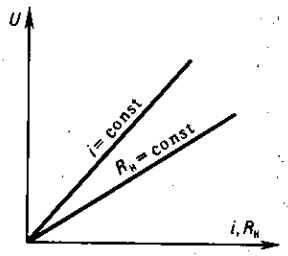


Рис. 4. Зависимость напряжения электростатического генератора от сопротивления нагрузки и тока, переносимого его транспортёром.

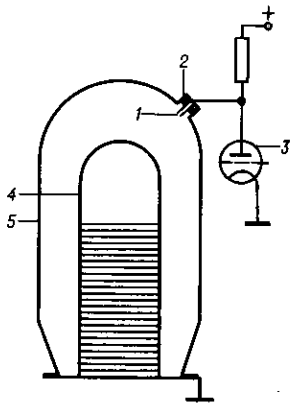


Рис. 5. Схема регулирования электростатического генератора с коронирующим электродом: *1* — коронирующие острия; *2* — изолятор; *3* — регулирующий триод; *4* — высоковольтный электрод генератора; *5* — сосуд высокого давления.

Лит.: Гохберг Б. М., Яньков Г. Б., Электростатические ускорители заряженных частиц, М., 1960; Электростатические ускорители заряженных частиц. Сб., под ред. А. К. Вальтера, М., 1963.

Б. М. Гохберг, М. П. Свиньин.

ЭЛЕКТРОСТРИ́КЦИЯ — деформация диэлектрика, пропорциональная квадрату приложенного электрич. поля (или поляризации). Электрострикционная деформация не меняет знак при изменении направления поля на противоположное. При наличии обратного пьезоэлектрич. эффекта (линейной связи деформации и поля; см. *Пьезоэлектрики*) Э. выступает в качестве малой нелинейной добавки к нему. В отличие от пьезоэлектрич. эффекта, у Э. нет обратного эффекта, но есть термодинамически сопряжённый эффект — изменение *диэлектрической проницаемости* под действием механич. напряжения (аналог фотоупругости). Коэф. Э. является тензором 4-го ранга, несимметричным по перестановке 1-й и 2-й пар индексов и симметричным по перестановке индексов внутри 1-й и 2-й пар. Тензор Э. характеризуется в общем случае (триклинная симметрия) 36 компонентами. Э. может иметь место в центросимметричных кристаллах и в изотропной среде. В *сегнетоэлектриках* с центросимметричной исходной (неполярной) фазой эффект Э. велик в области фазового перехода, а в сегнетоэлектрич. фазе пьезоэлектрич. эффект можно

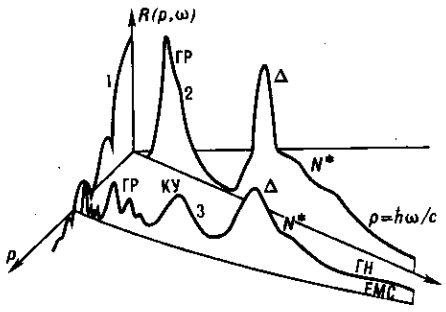
рассматривать как Э., линеаризованную полем спонтанной поляризации. *Н. Р. Иванов.*

ЭЛЕКТРОХЕМИЛЮМИНЕСЦЕ́НЦИЯ — люминесценция спец. жидких люминофоров в электрич. поле, к-рая происходит в неск. этапов: под действием электрич. поля молекулы электролита в растворе диссоциируют, затем при их рекомбинации выделяется хим. энергия, к-рая идёт на возбуждение молекул активатора, присутствующего в растворе; возбуждённые молекулы активатора, возвращаясь в осн. состояние, испускают кванты света. Э. может быть использована для создания индикаторных устройств: при возбуждении люминофора перем. электрич. полем свечение сосредоточено вблизи электрода; применяя электроды спец. формы, можно создавать т. о. светящиеся цифры, буквы и т. д. *М. В. Фок.*

ЭЛЕКТРОХИМИ́ЧЕСКИЙ ПОТЕНЦИА́Л — аналог *химического потенциала* для систем, содержащих заряж. частицы (ионы, электроны, дырки); характеризует состояние к.-л. заряж. компонента i в фазе α при определ. внеш. условиях (темп-ре, давлении, хим. составе фазы и электрич. поле). По определению, Э. п. $\tilde{\mu}_i^{\alpha}=(\partial G/\partial n_i)_{T,p,n_{j\neq i}}$, где G — значение *Гиббса энергии*, учитывающее наличие электрич. поля в фазе α; n_i — число молей компонента i в этой фазе. Э. п. можно определить также как умноженную на *Авогадро постоянную* работу переноса заряж. частицы i из бесконечно удалённой точки с нулевым потенциалом внутрь фазы α. Во мн. случаях Э. п. формально разбивают на два слагаемых, характеризующих хим. и электрич. составляющие такой работы: $\tilde{\mu}_i^{\alpha}=\mu_i^{\alpha}+z_iF\varphi^{\alpha}$, где μ_i^{α} — хим. потенциал частицы в фазе α; z_i — заряд частицы с учётом знака, F — *Фарадея постоянная*; φ^{α} — электрич. потенциал.

ЭЛЕКТРОЯ́ДЕРНЫЕ РЕА́КЦИИ — ядерные превращения, идущие при рассеянии электронов атомными ядрами. Согласно представлениям *квантовой электродинамики*, рассеяние электронов на нуклоне происходит путём обмена виртуальными γ-квантами. В большинстве случаев достаточно ограничиться обменом одним γ-квантом. Отличие виртуальных γ-квантов от реальных состоит в том, что для последних имеет место однозначная связь между переданной нуклону энергией $\hbar\omega$ и импульсом p. Для виртуальных γ-квантов такое равенство не имеет места, что позволяет при рассеянии электронов варьировать независимо каждую кинематич. переменную.

Если фиксировать только рассеянный электрон, то сечение процесса выражается через две т. н. структурные ф-ции ядра, к-рые зависят от переданной энергии и переданного импульса. Одна (продольная) связана с распределением заряда в ядре, а другая (поперечная) — с распределением тока намагниченности. На рис. показана зависи-



мость первой структурной ф-ции R от переданного ядру импульса p и энергии $\hbar\omega$ (горизонтальная ось). Если ядру не передаётся внутр. энергия, то имеет место процесс упругого рассеяния электронов. Соответствующая структурная ф-ция (кривая 1), наз. упругим формфактором, отражает распределение заряда ядра.

При очень больших переданных импульсах электрон «чувствует» кварковую структуру ядерной системы. В асимптотич. области ф-ция R должна вести себя как $Q^{-2(n-1)}$, где Q — переданный 4-импульс, n — число кварков в ядре (правило кваркового счёта). В случае нуклона ($n=3$) асимптотич. область экспериментально достигнута и соответствующая зависимость наблюдается. Для дейтрона область, где он ведёт себя как шестикварковая система ($n=6$), и тем более для ядер с большим числом нуклонов эта область ещё не достигнута.

Вторая структурная ф-ция (упругий магн. формфактор) характеризует распределение тока намагниченности в ядре. В магн. формфактор при больших переданных импульсах значит. вклад приходится на двухчастичный обменный ток, а затем и кварковые степени свободы.

Кривая 2 отвечает случаю, когда $p=\hbar\omega/c$. Это условие реализуется при поглощении реального γ-кванта (см. *Фотоядерные реакции*).

Кривая 3 даёт срез структурной ф-ции при фиксированном значении переданного импульса. При малых значениях переданной энергии в структурной ф-ции проявляются узкие пики, отвечающие возбуждению дискретных и квазидискретных состояний ядра. Далее следует широкий пик, отвечающий возбуждению мультипольных *гигантских резонансов* (ГР) — монопольных, дипольных, квадрупольных и более высокой мультипольности. Механизм распада гигантских резонансов, возбуждаемых при рассеянии электронов, аналогичен механизму распада при поглощении γ-квантов.

Следующий пик в структурной ф-ции проявляется при энергии $\hbar\omega\approx p^2/2M+\langle B\rangle$, где M — масса нуклона, $\langle B\rangle$ — ср. энергия связи нуклона в ядре. Это пик квазиупругого выбивания нуклона из ядра (КУ). Измерения на совпадение рассеянного электрона и выбитого нуклона (или нуклонной ассоциации) позволяют получить данные об их распределении по импульсам (см. *Совпадений метод*).

При большей энергии наблюдается ещё один пик в структурной ф-ции. Он связан с рассеянием электрона на одном нуклоне, в результате чего возбуждаются нуклонные степени свободы, и в первую очередь Δ-изобара (1232). Аналогичная картина имеет место и при поглощении γ-кванта (см. *Резонансы*).

Область больших переданных импульсов и энергий получила назв. области *глубоко неупругих процессов* (ГН). Здесь структурные ф-ции зависят не от каждой кинематич. переменной, а от их комбинации. Из этого следует, что внутри адронов нет масштаба расстояний, т. е. кварки, на к-рых рассеивается электрон, являются точечными частицами (см. *Масштабная инвариантность*). Комбинацию первоначальных кинематич. переменных, от к-рых только и зависят структурные ф-ции в сечении при глубоко неупругих процессах, наз. скейлинговыми переменными.

Отношение структурной ф-ции ядра к сумме структурных ф-ций составляющих его нуклонов имеет сложную зависимость от скейлинговой переменной, к-рая наблюдалась группой экспериментаторов, объединённых в европейскую мюонную коллаборацию (EMC-эффект). Эта зависимость обусловлена вкладом пионов, к-рыми обмениваются нуклоны в ядре, ядерной структурой и др.

Лит.: Берестецкий В. Б., Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П., Квантовая электродинамика, 3 изд., М., 1989; Drechsel D., Giannini M. M., Electron-scattering off nuclei, «Repts. Progr. Phys.», 1989, v. 52, p. 1083; Ахиезер А. И., Ситенко А. Г., Тартаковский В. К., Электродинамика ядер, К., 1989. *Р. А. Эрамжян.*

ЭЛЕМЕ́НТ № 105 — искусственно полученный сверхтяжёлый элемент. До 1994 наз. *нильсборием*. См. *Элементы № 105—110*.

ЭЛЕМЕНТА́РНАЯ ДЛИНА́ — то же, что *фундаментальная длина*.

ЭЛЕМЕНТА́РНАЯ ЯЧЕ́ЙКА кристалла — часть атомной структуры кристалла, параллельными переносами к-рой (трансляциями) в трёх измерениях можно построить всю кристаллич. решётку. Э. я. имеет форму параллелепипеда, выбор её определяется *симметрией кристаллов*.

Лит. см. при ст. *Браве решётки, Симметрия кристаллов*.

ЭЛЕМЕНТА́РНЫЕ ВОЗБУЖДЕ́НИЯ — см. *Квазичастица*.

ЭЛЕМЕНТА́РНЫЕ ЧАСТИ́ЦЫ

Содержание:

Введение ... 596
Краткие исторические сведения ... 596
Основные свойства элементарных частиц. Классы взаимодействий ... 598
Характеристики элементарных частиц ... 598
Классификация элементарных частиц. Кварковая модель адронов ... 602
Элементарные частицы и квантовая теория поля. Стандартная модель взаимодействий ... 605
Некоторые общие проблемы теории элементарных частиц ... 607

Введение

Э. ч. в точном значении этого термина — первичные, неразложимые частицы, из к-рых, по предположению, состоит вся материя. В понятии «Э. ч.» в совр. физике находит выражение идея о первообразных сущностях, определяющих все наблюдаемые свойства материального мира, идея, зародившаяся на ранних этапах становления естествознания и всегда игравшая важную роль в его развитии.

Понятие «Э. ч.» сформировалось в тесной связи с установлением дискретного характера строения вещества на микроскопич. уровне. Обнаружение на рубеже 19—20 вв. мельчайших носителей свойств вещества — молекул и атомов — и установление того факта, что молекулы построены из атомов, впервые позволило описать все наблюдаемые вещества как комбинации конечного, хотя и большого, числа структурных составляющих — атомов. Выявление в дальнейшем составных частей атомов — электронов и ядер, установление сложной природы самих ядер, оказавшихся построенными всего из двух частиц (нуклонов): протонов и нейтронов, существенно уменьшило кол-во дискретных элементов, формирующих свойства вещества, и дало основание предполагать, что цепочка составных частей материи завершается дискретными бесструктурными образованиями — Э. ч. Выяснившаяся в нач. 20 в. возможность трактовки эл.-магн. поля как совокупности особых частиц — фотонов — дополнительно укрепила убеждённость в правильности такого подхода.

Тем не менее, сформулированное предположение, вообще говоря, является экстраполяцией известных фактов и сколько-нибудь строго обосновано быть не может. Нельзя с уверенностью утверждать, что частицы, элементарные в смысле приведённого определения, существуют. Не исключено также, что утверждение «состоит из ...» на какой-то ступени изучения материи окажется лишённым содержания. От данного выше определения «элементарности» в этом случае придётся отказаться. Существование Э. ч. — это своего рода постулат, и проверка его справедливости — одна из важнейших задач физики.

Как правило, термин «Э. ч.» употребляется в совр. физике не в своём точном значении, а менее строго — для наименования большой группы мельчайших наблюдаемых частиц материи, подчинённых условию, что они не являются атомами или атомными ядрами, т. е. объектами заведомо составной природы (исключение составляет протон — ядро атома водорода). Как показали исследования, эта группа частиц необычайно обширна. Помимо *протона* (p), *нейтрона* (n), *электрона* (e) и *фотона* (γ) к ней относятся: *пи-мезоны* (π), *мюоны* (μ), *тау-лептоны* (τ), *нейтрино* трёх типов (ν_e, ν_μ, ν_τ), т. н. странные частицы (*К-мезоны* и *гипероны*), *очарованные частицы* и прелестные (красивые) частицы (D- и B-мезоны и соответствующие *барионы*), разнообразные *резонансы*, в т. ч. *мезоны* со скрытым очарованием и прелестью (*пси-частицы, ипсилон-частицы*) и, наконец, открытые в нач. 80-х гг. *промежуточные векторные бозоны* (W, Z) — всего более 350 частиц, в осн. нестабильных. Число частиц, включаемых по мере их открытия в эту группу, постоянно растёт, и можно уверенно утверждать, что оно будет расти и впредь. Очевидно, что такое огромное кол-во частиц не может выступать в качестве элементарных слагающих материи, и действительно, в 70-х гг. было показано, что бóльшая часть перечисленных частиц (все мезоны и барионы) представляют собой составные системы. Частицы, входящие в эту последнюю группу, более точно следовало бы называть «субъядерными» частицами, т. к. они представляют собой специфические формы существования материи, неагрегированной в ядра. Использование названия «Э. ч.» применительно ко всем упомянутым частицам имеет в осн. историч. причины и связано с периодом исследований (нач. 30-х гг.), когда единств. известными представителями данной группы были протон, нейтрон, электрон и частица эл.-магн. поля — фотон. Тогда эти частицы с известным правом могли претендовать на роль Э. ч.

Открытие новых микроскопич. частиц постепенно разрушило эту простую картину строения материи. Однако вновь открываемые частицы по своим свойствам были в ряде отношений близки к первым четырём известным частицам: либо к протону и нейтрону, либо к электрону, либо к фотону. До тех пор пока кол-во таких частиц было не очень велико, сохранялось убеждение, что все они играют фундам. роль в строении материи, и их включали в категорию Э. ч. С нарастанием числа частиц от этого убеждения пришлось отказаться, но традиц. назв. «Э. ч.» за ними сохранялось.

В соответствии со сложившейся практикой термин «Э. ч.» будет употребляться ниже в качестве общего названия всех мельчайших частиц материи. В тех случаях, когда речь будет идти о частицах, претендующих на роль первичных элементов материи, при необходимости будет использоваться термин «истинно элементарные частицы».

Краткие исторические сведения

Открытие Э. ч. явилось закономерным результатом общих успехов в изучении строения вещества, достигнутых физикой в кон. 19 в. Оно было подготовлено детальными исследованиями спектров атомов, изучением электрич. явлений в жидкостях и газах, открытием фотоэлектричества, рентг. лучей, естеств. радиоактивности, свидетельствовавших о существовании сложной структуры материи.

Исторически первой открытой Э. ч. был электрон — носитель отрицательного элементарного электрич. заряда в атомах. В 1897 Дж. Дж. Томсон (J. J. Thomson) убедительно показал, что т. н. катодные лучи представляют собой поток заряж. частиц, к-рые впоследствии были названы электронами. В 1911 Э. Резерфорд (E. Rutherford), пропуская *альфа-частицы* от естеств. радиоакт. источника через тонкие фольги разл. веществ, пришёл к выводу, что положит. заряд в атомах сосредоточен в компактных образованиях — ядрах, а в 1919 обнаружил среди частиц, выбитых из атомных ядер, протоны — частицы с единичным положит. зарядом и массой, в 1840 раз превышающей массу электрона. Другая частица, входящая в состав ядра, — нейтрон — была открыта в 1932 Дж. Чедвиком (J. Chadwick) при исследованиях взаимодействия α-частиц с бериллием. Нейтрон имеет массу, близкую к массе протона, но не обладает электрич. зарядом. Открытием нейтрона завершилось выявление частиц, являющихся структурными элементами атомов и их ядер.

Вывод о существовании частицы эл.-магн. поля — фотона — берёт своё начало от работы М. Планка (M. Planck, 1900). Для получения правильного описания спектра излучения абсолютно чёрного тела Планк вынужден был допустить, что энергия излучения делится на отд. порции (кванты). Развивая идею Планка, А. Эйнштейн в 1905 предположил, что эл.-магн. излучение является потоком квантов (фотонов) и на этой основе объяснил закономерности фотоэффекта. Прямые эксперим. доказательства существования фотона были даны Р. Милликеном (R. Millikan) в 1912—15 при исследовании фотоэффекта и А. Комптоном (A. Compton) в 1922 при изучении рассеяния γ-квантов на электронах (см. *Комптона эффект*).

Идея о существовании нейтрино — частицы, исключительно слабо взаимодействующей с веществом, принадлежит В. Паули (W. Pauli, 1930), указавшему, что подобная гипотеза позволяет устранить трудности с законом сохранения энергии в процессах бета-распада радиоакт. ядер. Экспериментально существование нейтрино было подтверждено при исследовании процесса обратного *бета-распада* лишь в 1956 [Ф. Райнес (F. Reines) и К. Коуэн (C. Cowan)].

С 30-х и до нач. 50-х гг. изучение Э. ч. было тесно связано с исследованием *космических лучей*. В 1932 в составе космич. лучей К. Андерсоном (C. Anderson) был обнаружен *позитрон* (e^+) — частица с массой электрона, но с положит. электрич. зарядом. Позитрон был первой открытой *античастицей*. Существование позитрона непосредственно вытекает из релятивистской теории электрона, развитой П. Дираком (P. Dirac) в 1928—31 незадолго до обнаружения позитрона. В 1936 Андерсон и С. Неддермейер (S. Neddermeyer) обнаружили при исследовании космич. лучей мюоны (обоих знаков электрич. заряда) — частицы с массой примерно в 200 масс электрона, а в остальном удивительно близкие к нему по свойствам.

В 1947 также в космич. лучах группой С. Пауэлла (S. Powell) были открыты π^+- и π^--мезоны с массой в 274 электронные массы, играющие важную роль во взаимодействии протонов с нейтронами в ядрах. Существование подобных частиц было предположено Х. Юкавой (H. Yukawa) в 1935.

Кон. 40-х — нач. 50-х гг. ознаменовались открытием большой группы частиц с необычными свойствами, получивших назв. «странные». Первые частицы этой группы — K^+- и K^--мезоны, Λ-гипероны — были открыты в космич. лучах, последующие открытия странных частиц были сделаны на *ускорителях заряженных частиц* — установках, создающих интенсивные потоки протонов и электронов высоких энергий. При столкновении с веществом ускоренные протоны и электроны рождают новые Э. ч., к-рые затем регистрируются с помощью сложных детекторов.

С нач. 50-х гг. ускорители превратились в осн. инструмент для исследования Э. ч. В 90-х гг. макс. энергии частиц, разогнанных на ускорителях, составили сотни млрд. электронвольт (ГэВ), и процесс наращивания энергий продолжается. Стремление к увеличению энергий ускоренных частиц обусловлено тем, что на этом пути открываются возможности изучения строения материи на тем меньших расстояниях, чем выше энергия сталкивающихся частиц, а также возможностью рождения всё более тяжёлых частиц. Ускорители существенно увеличили темп получения новых данных и в короткий срок расширили и обогатили наше знание свойств микромира.

Ввод в строй протонных ускорителей с энергиями в миллиарды эВ позволил открыть тяжёлые античастицы: *антипротон* (1955), *антинейтрон* (1956), антисигмагиперон (1960). В 1964 была открыта самая тяжёлая частица из группы гиперонов — Ω^- (с массой ок. двух масс протона).

Начиная с 60-х гг. с помощью ускорителей выявлено большое число крайне неустойчивых (по сравнению с другими нестабильными Э. ч.) частиц, получивших назв. *резонансов*. Массы большинства резонансов превышают массу протона. [Первый из них — Δ (1232), распадающийся на π-мезон и нуклон,— известен с 1953.] Оказалось, что резонансы составляют осн. часть Э. ч.

В 1974 обнаружены массивные (3—4 протонные массы) и в то же время относительно устойчивые пси-частицы, со временем жизни примерно в 10^3 раз бóльшим времени жизни, типичного для резонансов. Они оказались тесно связанными с новым семейством Э. ч.— очарованных, первые представители к-рого (D-мезоны, Λ_c-барионы) открыты в 1976.

В 1977 обнаружены ещё более тяжёлые (ок. 10 протонных масс) ипсилон-частицы, так же, как и пси-частицы, аномально устойчивые для частиц таких больших масс. Они явились провозвестниками существования ещё одного необычного семейства прелестных, или красивых, частиц. Его представители — B-мезоны — открыты в 1981—83, Λ_b-барионы — в 1992.

В 1962 выяснено, что в природе существует не один тип нейтрино, а, по крайней мере, два: электронное ν_e и мюонное ν_μ. 1975 принёс открытие τ-лептона, частицы почти в 2 раза тяжелее протона, но в остальном повторяющей свойства электрона и мюона. Вскоре стало ясно, что с ним связан ещё один тип нейтрино ν_τ.

Наконец, в 1983 в ходе экспериментов на протон-антипротонном коллайдере (установке для осуществления встречных столкновений пучков ускоренных частиц) открыты самые тяжёлые из известных Э. ч.: заряженные промежуточные бозоны $W^\pm$ ($m_W \approx 80$ ГэВ) и нейтральный промежуточный бозон Z^0 ($m_Z = 91$ ГэВ).

Т. о., почти за 100 лет, прошедшие после открытия электрона, выявлено огромное число разнообразных микрочастиц материи. Мир Э. ч. оказался достаточно сложно устроенным. Неожиданными во мн. отношениях оказались свойства обнаруженных Э. ч. Для их описания, помимо характеристик, заимствованных из классич. физики, таких, как электрич. заряд, масса, момент количества движения, потребовалось ввести много новых спец. характеристик, в частности для описания странных, очарованных и прелестных (красивых) Э. ч.— *странность* [К. Нишиджима (K. Nishijima), М. Гелл-Ман (M. Gell-Mann), 1953], *очарование* [Дж. Бьёркен (J. Bjorken), Ш. Глэшоу (Sh. Glashow), 1964], *красота* [Х. Харари (H. Harari), 1975]. Уже названия приведённых характеристик отражают необычность описываемых ими свойств Э. ч.

Изучение внутр. строения материи и свойств Э. ч. с первых своих шагов сопровождалось радикальным пересмотром многих устоявшихся понятий и представлений. Закономерности, управляющие поведением материи в малом, оказались настолько отличными от закономерностей классич. механики и электродинамики, что потребовали для своего описания совершенно новых теоретич. построений. Такими новыми теориями явились прежде всего частная (спец.) *относительности теория* (Эйнштейн, 1905) и *квантовая механика* (Н. Бор, Л. де Бройль, В. Гейзенберг, Э. Шрёдингер, М. Борн; 1924—27). Теория относительности и квантовая механика ознаменовали собой подлинную революцию в науке о природе и заложили основы для описания явлений микромира. Однако для описания процессов, происходящих с Э. ч., квантовой механики оказалось недостаточно. Понадобился следующий шаг — квантование классич. полей (т. н. *вторичное квантование*) и разработка *квантовой теории поля*. Важнейшими этапами на пути её развития были: формулировка *квантовой электродинамики* (Дирак, 1929), квантовой теории бета-распада [Э. Ферми (E. Fermi), 1934] — предшественницы совр. феноменологической теории слабых взаимодействий, квантовой мезодинамики (Х. Юкава, 1935). Этот период завершился созданием последоват. вычислит. аппарата квантовой электродинамики [С. Томонага (S. Tomonaga), Р. Фейнман (R. Feynman), Ю. Швингер (J. Schwinger); 1944—49], основанного на использовании техники *перенормировки*. Эта техника была обобщена в дальнейшем и на др. варианты квантовой теории поля.

Существенный этап последующего развития квантовой теории поля был связан с разработкой представлений о т. н. *калибровочных полях* или *Янга — Миллса полях* (Ч. Янг, Р. Миллс, 1954), которые позволили установить взаимосвязь свойств *симметрии* взаимодействия с динамикой полей. Квантовая теория калибровочных полей в настоящее время является основой для описания взаимодействий Э. ч. У этой теории имеется ряд серьёзных успехов, и всё же она ещё очень далека от завершённости и не может пока претендовать на роль всеобъемлющей теории Э. ч. Возможно, понадобятся ещё не одна перестройка всех представлений и гораздо более глубокое понимание взаимосвязи свойств микрочастиц и свойств пространства-времени, прежде чем такая теория будет построена.

Основные свойства элементарных частиц. Классы взаимодействий

Все Э. ч. — объекты исключительно малых масс и размеров. У большинства из них массы m имеют порядок величины массы протона, равной $1{,}6\cdot10^{-24}$ г (заметно меньше лишь масса электрона: $9\cdot10^{-28}$ г). Определённые из опыта размеры протона, нейтрона, π- и К-мезонов по порядку величины равны 10^{-13} см (см. *«Размер» элементарной частицы*). У электрона и мюона определить размеры не удалось, известно лишь, что они меньше 10^{-16} см. Микроскопич. массы и размеры Э. ч. лежат в основе квантовой специфики их поведения. Характерные длины волн, которые следует приписать Э. ч. в квантовой теории ($\lambda\!\!\!^{-}=\hbar/mc$ — *комптоновская длина волны*), по порядку величин близки к типичным размерам, на к-рых осуществляется их взаимодействие (напр., для π-мезона $\hbar/mc\approx\approx1{,}4\cdot10^{-13}$ см). Это и приводит к тому, что квантовые закономерности являются определяющими в поведении Э. ч.

Наиб. важное квантовое свойство всех Э. ч. — их способность рождаться и уничтожаться (испускаться и поглощаться) при взаимодействии с др. частицами. В этом отношении они полностью аналогичны фотонам. Э. ч. — это специфич. кванты материи, более точно — кванты соответствующих *полей физических*. Все процессы с Э. ч. протекают через последовательность актов их поглощения и испускания. Только на этой основе можно понять, напр., процесс рождения π^+-мезона при столкновении двух протонов ($p+p\to p+n+\pi^+$) или процесс аннигиляции электрона и позитрона, когда взамен исчезнувших частиц возникают, напр., два γ-кванта ($e^++e^-\to\gamma+\gamma$). Но и процессы упругого рассеяния частиц, напр. $e^-+p\to e^-+p$, также связаны с поглощением нач. частиц и рождением конечных частиц. Распад нестабильных Э. ч. на более лёгкие частицы, сопровождаемый выделением энергии, отвечает той же закономерности и является процессом, в к-ром продукты распада рождаются в момент самого распада и до этого момента не существуют. В этом отношении распад Э. ч. подобен распаду возбуждённого атома на осн. состояние и фотон. Примерами распадов Э. ч. могут служить

$$n\to p+e^-+\tilde{\nu}_e,\quad \pi^+\to\mu^++\nu_\mu,\quad K^+\to\pi^++\pi^0$$

(знак «тильда» над символом частицы здесь и в дальнейшем соответствует античастице).

Разл. процессы с Э. ч. при относительно небольших энергиях [до $\simeq10$ ГэВ в системе центра масс (с. ц. м.)] заметно отличаются по интенсивности их протекания. В соответствии с этим порождающие их взаимодействия Э. ч. можно феноменологически разделить на неск. классов: *сильное взаимодействие, электромагнитное взаимодействие* и *слабое взаимодействие*. Все Э. ч. обладают, кроме того, *гравитационным взаимодействием*.

Сильное взаимодействие выделяется как взаимодействие, к-рое ответственно за процессы с Э. ч., протекающие с наибольшей интенсивностью по сравнению с др. процессами. Оно приводит к самой сильной связи Э. ч. Именно сильное взаимодействие обусловливает связь протонов и нейтронов в ядрах атомов и обеспечивает исключит. прочность этих образований, лежащую в основе стабильности вещества в земных условиях.

Эл.-магн. взаимодействие характеризуется как взаимодействие, в основе к-рого лежит связь с эл.-магн. полем. Процессы, обусловленные им, менее интенсивны, чем процессы сильного взаимодействия, а порождаемая им связь Э. ч. заметно слабее. Эл.-магн. взаимодействие, в частности, ответственно за процессы излучения фотонов, за связь атомных электронов с ядрами и связь атомов в молекулах.

Слабое взаимодействие, как показывает само название, слабо влияет на поведение Э. ч. или вызывает очень медленно протекающие процессы изменения их состояния. Иллюстрацией этого утверждения может служить, напр., тот факт, что нейтрино, участвующие только в слабом взаимодействии, беспрепятственно пронизывают, напр., толщу Земли и Солнца. Слабое взаимодействие ответственно за сравнительно медленные распады т. н. квазистабильных Э. ч. Как правило, времена жизни этих частиц лежат в диапазоне 10^{-8}—10^{-12} с, тогда как типичные времена переходов для сильного взаимодействия Э. ч. составляют 10^{-23} с.

Гравитац. взаимодействия, хорошо известные по своим макроскопич. проявлениям, в случае Э. ч. в силу чрезвычайной малости их масс на характерных расстояниях $\sim10^{-13}$ см дают исключительно малые эффекты. В дальнейшем (за исключением раздела 7) они обсуждаться не будут.

«Силу» разл. классов взаимодействий можно приближённо охарактеризовать безразмерными параметрами, связанными с квадратами соответствующих *констант взаимодействий*. Для сильного, эл.-магн., слабого и гравитац. взаимодействий протонов при энергии процессов ~1 ГэВ в с. ц. м. эти параметры соотносятся как $1:10^{-2}:10^{-10}:10^{-38}$. Необходимость указания ср. энергии процесса связана с тем, что в феноменологич. теории слабого взаимодействия безразмерный параметр зависит от энергии. Кроме того, интенсивности разл. процессов очень по-разному зависят от энергии, а феноменологическая теория слабого взаимодействия при энергиях бóльших M_W в с. ц. м. перестаёт быть справедливой. Всё это приводит к тому, что относит. роль разл. взаимодействий, вообще говоря, меняется с ростом энергии взаимодействующих частиц и разделение взаимодействий на классы, основанное на сравнении интенсивностей процессов, надёжно осуществляется при не слишком высоких энергиях.

По совр. представлениям, при энергиях выше M_W (т. е. 80 ГэВ в с. ц. м.) слабое и эл.-магн. взаимодействия сравниваются по силе и выступают как проявление единого *электрослабого взаимодействия*. Выдвинуто также привлекательное предположение о возможном выравнивании констант всех трёх видов взаимодействий, включая сильное, при сверхвысоких энергиях, больших 10^{16} ГэВ (модель т. н. *Великого объединения*).

В зависимости от участия в тех или иных видах взаимодействий все изученные Э. ч., за исключением фотона, W- и Z-бозонов, разбиваются на две осн. группы: *адроны* и *лептоны*. Адроны характеризуются прежде всего тем, что они участвуют в сильном взаимодействии, наряду с эл.-магнитным и слабым, тогда как лептоны участвуют только в эл.-магнитном и слабом взаимодействиях. (Наличие общего для той и другой группы гравитац. взаимодействия подразумевается.) Массы адронов по порядку величины близки к массе протона (m_p), иногда превышая её в неск. раз; мин. массу среди адронов имеет π-мезон: $m_\pi\approx{}^1\!/_7 m_p$. Массы лептонов, известных до 1975—76, были невелики ($\lesssim0{,}1m_p$) — отсюда их название. Однако более поздние данные свидетельствуют о существовании тяжёлых τ-лептонов с массой ок. двух масс протона.

Адроны — самая обширная группа из известных Э. ч. В неё входят все барионы и мезоны, а также т. н. резонансы (т. е. бóльшая часть упомянутых 350 Э. ч.). Как уже указывалось, эти частицы имеют сложное строение и на самом деле не могут рассматриваться как элементарные. Лептоны представлены тремя заряженными (e, μ, τ) и тремя нейтральными частицами (ν_e, ν_μ, ν_τ). Фотон, $W^\pm$- и Z^0-бозоны образуют вместе важную группу калибровочных бозонов, осуществляющих перенос эл.-слабого взаимодействия. Элементарность частиц из этих двух последних групп пока не подвергается серьёзному сомнению.

Характеристики элементарных частиц

Каждая Э. ч., наряду со спецификой присущих ей взаимодействий, описывается набором дискретных значений определ. физ. величин или своими характеристиками. В ряде случаев эти дискретные значения выражаются через целые или дробные числа и нек-рый общий множитель — единицу измерения; об этих числах говорят как о *квантовых числах* Э. ч. и задают только их, опуская единицы измерения.

Общие характеристики всех Э. ч. — масса (m), время жизни (τ), спин (J) и электрич. заряд (Q).

В зависимости от времени жизни τ Э. ч. делятся на стабильные, квазистабильные и нестабильные (резонансы). Стабильными, в пределах точности совр. измерений, являются электрон ($\tau > 2 \cdot 10^{22}$ лет), протон ($\tau > 5 \cdot 10^{32}$ лет), фотон и все типы нейтрино. К квазистабильным относят частицы, распадающиеся за счёт эл.-магн. и слабого взаимодействий. Их времена жизни лежат в интервале от 900 с для свободного нейтрона до 10^{-20} с для Σ^0-гиперона. Резонансами наз. Э. ч., распадающиеся за счёт сильного взаимодействия. Их характерные времена жизни 10^{-22}—10^{-24} с. В табл. 1 они помечены значком * и вместо τ приведена более удобная величина: ширина резонанса $\Gamma = \hbar/\tau$.

Спин Э. ч. J является целым или полуцелым кратным величине $\hbar$. В этих единицах спин π- и K-мезонов равен 0, у протона, нейтрона и всех лептонов $J = 1/2$, у фотона, $W^{\pm}$- и Z-бозонов $J = 1$. Существуют частицы и с бо́льшим спином. Величина спина Э. ч. определяет поведение ансамбля одинаковых (тождественных) частиц или их статистику (Паули, 1940). Частицы полуцелого спина подчиняются *Ферми — Дирака статистике* (отсюда назв. фермионы), к-рая требует антисимметрии волновой ф-ции системы относительно перестановки пары частиц (или нечётного числа таких перестановок) и, следовательно, «запрещает» двум частицам полуцелого спина находиться в одинаковом состоянии (*Паули принцип*). Частицы целого спина подчиняются *Бозе — Эйнштейна статистике* (отсюда назв. бозоны), к-рая требует симметрии волновой ф-ции относительно перестановок частиц и допускает нахождение любого числа частиц целого спина в одном и том же состоянии. Статистич. свойства Э. ч. оказываются сущест-

Таблица 1. — **Основные элементарные частицы и их характеристики**

Частица	Античастица	Масса, МэВ	J^P	I, S, C, b	Время жизни, с; ширина, МэВ
Калибровочные бозоны					
γ		0	1^-	—	Стабилен
* Z^0		91187(7)	1	—	2489(7)
* W^+	W^-	80150(100)	1	—	2250(140)
Лептоны					
ν_e	$\tilde{\nu}_e$	$< 8 \cdot 10^{-6}$	1/2	—	Стабильно
ν_μ	$\tilde{\nu}_\mu$	< 0,27	1/2	—	—»—
ν_τ	$\tilde{\nu}_\tau$	< 31	1/2	—	—»—
e^-	e^+	0,51099906(15)	1/2	—	Стабилен
μ^-	μ^+	105,658387(34)	1/2	—	$2{,}19703(4) 10^{-6}$
τ^-	τ^+	1777(3)	1/2	—	$295(3) 10^{-15}$
Обычные мезоны					
π^+	π^-	139,5675(4)	0^-	1, 0, 0, 0	$2{,}603(2) 10^{-8}$
π^0		134,9739(6)	0^-	1, 0, 0, 0	$8{,}4(6) 10^{-17}$
* η		548,8(6)	0^-	0, 0, 0, 0	0,00119(12)
* ρ^+	ρ^-	768,3(5)	1^-	1, 0, 0, 0	149,1(5)
* ω		781,95(14)	1^-	0, 0, 0, 0	8,43(10)
* η'		957,5(2)	0^-	0, 0, 0, 0	0,208(21)
* a_0^+	a_0^-	983(3)	0^+	1, 0, 0, 0	57(11)
* φ		1019, 412(8)	1^-	0, 0, 0, 0	4,41(7)
* b_1^+	b_1^-	1233(10)	1^+	1, 0, 0, 0	150(10)
* f_2		1274(5)	2^+	0, 0, 0, 0	185(20)
* η_0		1295(4)	0^-	0, 0, 0, 0	35(6)
* a_2^+	a_2^-	1318,4(7)	2^+	1, 0, 0, 0	110(5)
* f_1		1425(1)	1^+	0, 0, 0, 0	55(3)
* ρ_1^+	ρ_1^-	1450(8)	1^-	1, 0, 0, 0	237(16)
* f_2'		1525(5)	2^+	0, 0, 0, 0	76(10)
* ω_1		1594(12)	1^-	0, 0, 0, 0	100(30)
* ω_3		1668(5)	3^-	0, 0, 0, 0	166(15)
* φ_1		1680(50)	1^-	0, 0, 0, 0	150(50)
* ρ_3^+	ρ_3^-	1691(5)	3^-	1, 0, 0, 0	215(20)
* f_2''		1713(2)	2^+	0, 0, 0, 0	138(10)
* φ_3		1854(7)	3^-	0, 0, 0, 0	87(25)
* f_4		2049(10)	4^+	0, 0, 0, 0	203(12)
Мезоны ($c\bar{c}$)					
* η_c		2980(2)	0^-	0, 0, 0, 0	10(3)
* J/ψ		3096,93(9)	1^-		0,068(10)
* χ_{c_0}		3451(1)	0^+		14(5)
* χ_{c_1}		3510,6(5)	1^+		< 1,3
* χ_{c_2}		3556,3(4)	2^+		3(1)
* ψ'		3686,0(1)	1^-		0,243(43)
* ψ''		3770(2)	1^-		24(3)
* ψ'''		4159(20)	1^-		78(20)
* ψ''''		4415(6)	1^-		43(15)

Продолжение

	Частица	Античастица	Масса, МэВ	J^P	I, S, C, b	Время жизни, с; ширина, МэВ
			Мезоны($b\bar{b}$)			
*	Υ		9460,32(22)	1^-		0,052(2)
*	χ_{b_0}		9860(1)	0^+		?
*	χ_{b_1}		9891,9(7)	1^+		?
*	χ_{b_2}		9913,2(6)	2^+		?
*	Υ'		10023,3(3)	1^-		0,043(8)
*	χ'_{b_0}		10235(1)	0^+	0, 0, 0, 0	?
*	χ'_{b_1}		10255,2(4)	1^+		?
*	χ'_{b_2}		10269(1)	2^+		?
*	Υ''		10355,3(5)	1^-		0,024(3)
*	Υ'''		10580(3)	1^-		24(2)
*	Υ''''		10865(8)	1^-		110(13)
*	Υ'''''		11019(8)	1^-		79(16)
			Странные мезоны			
	K^+	K^-	493,646(9)	0^-		$1{,}2371(29)\cdot10^{-8}$
	K^0	$\bar{K}^0$	497,67(3)	0^-		$\tau_{K_S^0}=0{,}8922(20)\cdot10^{-10}$
						$\tau_{K_L^0}=5{,}17(4)\cdot10^{-8}$
*	K^{*+} K^{*0}	K^{*-} $\bar{K}^{*0}$	891,8(2)	1^-		49,8(8)
*	K_1^+ K_1^0	K_1^- $\bar{K}_1^0$	1270(10)	1^+		90(20)
*	K'^+_1 K'^0_1	K'^-_1 $\bar{K}'^0_1$	1402(7)	1^+	1/2, 1, 0, 0	174(13)
*	K_2^{*+} K_2^{*0}	K_2^{*-} $\bar{K}_2^{*0}$	1425(1)	2^+		98(2)
*	K_2^+ K_2^0	K_2^- $\bar{K}_2^0$	1768(14)	2^-		136(18)
*	K_3^{*+} K_3^{*0}	K_3^{*-} $\bar{K}_3^{*0}$	1774(8)	3^-		164(17)
*	K_4^{*+} K_4^{*0}	K_4^{*-} $\bar{K}_4^{*0}$	2045(9)	4^+		198(30)
			Очарованные мезоны			
	D^+	D^-	1869,3(4)	0^-		$10{,}62(28)\cdot10^{-13}$
	D^0	$\bar{D}^0$	1864,5(5)	0^-		$4{,}2(1)\cdot10^{-13}$
*	D^{*+}	D^{*-}	2010,1(6)	1^-	1/2, 0, 1, 0	<1
*	D^{*0}	$\bar{D}^{*0}$	2007(1)	1^-		<2
*	D_1^+ D_1^0	D_1^- $\bar{D}_1^0$	2424(6)	1^+		20(5)
*	D_2^+ D_2^0	D_2^- $\bar{D}_2^0$	2459(2)	2^+		19(7)
	D_s^+	D_s^-	1968,8(7)	0^-	0, 1, 1, 0	$4{,}4(3)\cdot10^{-13}$
*	D_{s1}^+	D_{s1}^-	2536,5(8)	1^+	0, 1, 1, 0	4,6
			Прелестные мезоны			
	B^+	B^-	5278,8(4)	0^-	1/2,0,0,1	$1{,}6(1)\cdot10^{-12}$
	B^0	$\bar{B}^0$	5278,8(3)	0^-	1/2,0,0,1	$1{,}5(1)\cdot10^{-12}$
			Обычные барионы			
	p	$\bar{p}$	938,27231(28)	$1/2^+$		$>5\cdot10^{32}$ лет
	n	$\bar{n}$	939,56563(28)	$1/2^+$		889(3) с
*	N_1^+ N_1^0	N_1^- $\bar{N}_1^0$	1440(20)	$1/2^+$		200
*	N_3^+ N_3^0	N_3^- $\bar{N}_3^0$	1520(10)	$3/2^-$		125
*	N_1^+ N_1^0	N_1^- $\bar{N}_1^0$	1650(30)	$1/2^-$		150
*	N_5^+ N_5^0	N_5^- $\bar{N}_5^0$	1680(10)	$5/2^+$	1/2,0,0,0	125
*	N_3^+ N_3^0	N_3^- $\bar{N}_3^0$	1700(30)	$3/2^-$		100
*	N_3^+ N_3^0	N_3^- $\bar{N}_3^0$	1720(30)	$3/2^+$		200
*	N_7^+ N_7^0	N_7^- $\bar{N}_7^0$	2190(40)	$7/2^-$		350
*	N_9^+ N_9^0	N_9^- $\bar{N}_9^0$	2220(70)	$9/2^+$		300
	N_{11}^+ N_{11}^0	N_{11}^- $\bar{N}_{11}^0$	2600(60)	$11/2^-$		400
*	$\Delta^{++}\Delta^+\Delta^0\Delta^-$	$\bar{\Delta}^{++}\bar{\Delta}^+\bar{\Delta}^0\bar{\Delta}^-$	1232(2)	$3/2^+$		115
*	$\Delta_1'^+\Delta_1'^+\Delta_1'^0\Delta_1'^-$	$\bar{\Delta}_1'^+\bar{\Delta}_1'^+\bar{\Delta}_1'^0\bar{\Delta}_1'^-$	1620(20)	$1/2^-$		140
*	$\Delta_3'^+\Delta_3'^+\Delta_3'^0\Delta_3'^-$	$\bar{\Delta}_3'^+\bar{\Delta}_3'^+\bar{\Delta}_3'^0\bar{\Delta}_3'^-$	1700(70)	$3/2^-$		250
*	$\Delta_5^+\Delta_5^+\Delta_5^0\Delta_5^-$	$\bar{\Delta}_5^+\bar{\Delta}_5^+\bar{\Delta}_5^0\bar{\Delta}_5^-$	1905(15)	$5/2^+$	3/2,0,0,0	300
*	$\Delta_3^+\Delta_3^+\Delta_3^0\Delta_3^-$	$\bar{\Delta}_3^+\bar{\Delta}_3^+\bar{\Delta}_3^0\bar{\Delta}_3^-$	1920(60)	$3/2^+$		250
*	$\Delta_5'^+\Delta_5'^+\Delta_5'^0\Delta_5'^-$	$\bar{\Delta}_5'^+\bar{\Delta}_5'^+\bar{\Delta}_5'^0\bar{\Delta}_5'^-$	1930(40)	$5/2^-$		250
*	$\Delta_7^+\Delta_7^+\Delta_7^0\Delta_7^-$	$\bar{\Delta}_7^+\bar{\Delta}_7^+\bar{\Delta}_7^0\bar{\Delta}_7^-$	1950(40)	$7/2^+$		240
*	$\Delta_{11}^+\Delta_{11}^+\Delta_{11}^0\Delta_{11}^-$	$\bar{\Delta}_{11}^+\bar{\Delta}_{11}^+\bar{\Delta}_{11}^0\bar{\Delta}_{11}^-$	2420(40)	$11/2^+$		300

Продолжение

Частица	Античастица	Масса, МэВ	J^P	I, S, C, b	Время жизни, с; ширина, МэВ
Странные барионы					
Λ	$\bar{\Lambda}$	1115,63(5)	$1/2^+$		$2{,}63(2)\cdot10^{-10}$
* $\Lambda_{1'}$	$\bar{\Lambda}_{1'}$	1405(5)	$1/2^-$		50
* $\Lambda_{3'}$	$\bar{\Lambda}_{3'}$	1520(1)	$3/2^-$		16(1)
* $\Lambda_{1''}$	$\bar{\Lambda}_{1''}$	1670(10)	$1/2^-$		35
* $\Lambda_{3''}$	$\bar{\Lambda}_{3''}$	1690(5)	$3/2^-$	0, −1,0,0	60
* Λ_1	$\bar{\Lambda}_1$	1810(50)	$1/2^+$		150
* Λ_5	$\bar{\Lambda}_5$	1820(5)	$5/2^+$		80
* Λ_3	$\bar{\Lambda}_3$	1890(30)	$3/2^+$		100
* $\Lambda_{7'}$	$\bar{\Lambda}_{7'}$	2100(20)	$7/2^-$		200
* Λ_9	$\bar{\Lambda}_9$	2350(10)	$9/2^+$		150
Σ^+	$\bar{\Sigma}^+$	1189,37(7)	$1/2^+$		$0{,}799(4)\cdot10^{-10}$
Σ^0	$\bar{\Sigma}^0$	1192,5(1)	$1/2^+$		$7{,}4(7)\cdot10^{-20}$
Σ^-	$\bar{\Sigma}^-$	1197,43(6)	$1/2^+$		$1{,}48(1)\cdot10^{-10}$
* Σ_3^+	$\bar{\Sigma}_3^+$	1382,8(4)	$3/2^+$		35,8(8)
* Σ_3^0	$\bar{\Sigma}_3^0$	1384(1)	$3/2^+$		36(5)
* Σ_3^-	$\bar{\Sigma}_3^-$	1387,2(5)	$3/2^+$	1, −1,0,0	39(2)
* $\Sigma_{3'}^+\Sigma_{3'}^0\Sigma_{3'}^-$	$\bar{\Sigma}_{3'}^+\bar{\Sigma}_{3'}^0\bar{\Sigma}_{3'}^-$	1670(15)	$3/2^-$		60
* $\Sigma_1^+\Sigma_1^0\Sigma_1^-$	$\bar{\Sigma}_1^+\bar{\Sigma}_1^0\bar{\Sigma}_1^-$	1750(30)	$1/2^-$		90
* $\Sigma_5^+\Sigma_5^0\Sigma_5^-$	$\bar{\Sigma}_5^+\bar{\Sigma}_5^0\bar{\Sigma}_5^-$	1775(5)	$5/2^-$		120
* $\Sigma_5^+\Sigma_5^0\Sigma_5^-$	$\bar{\Sigma}_5^+\bar{\Sigma}_5^0\bar{\Sigma}_5^-$	1915(15)	$5/2^+$		120
* $\Sigma_{3''}^+\Sigma_{3''}^0\Sigma_{3''}^-$	$\bar{\Sigma}_{3''}^+\bar{\Sigma}_{3''}^0\bar{\Sigma}_{3''}^-$	1940(40)	$3/2^-$		220
* $\Sigma_7^+\Sigma_7^0\Sigma_7^-$	$\bar{\Sigma}_7^+\bar{\Sigma}_7^0\bar{\Sigma}_7^-$	2030(15)	$7/2^+$		180
Ξ^0	$\bar{\Xi}^0$	1314,9(6)	$1/2^+$		$2{,}90(9)\cdot10^{-10}$
Ξ^-	$\bar{\Xi}^-$	1321,3(1)	$1/2^+$		$1{,}64(1)\cdot10^{-10}$
* Ξ_3^0	$\bar{\Xi}_3^0$	1531,8(3)	$3/2^+$	1/2, −2,0,0	9,1(5)
* Ξ_3^-	$\bar{\Xi}_3^-$	1535,0(6)	$3/2^+$		10(2)
* $\Xi_{3'}^0\Xi_{3'}^-$	$\bar{\Xi}_{3'}^0\bar{\Xi}_{3'}^-$	1823(5)	$3/2^-$		24(10)
* $\Xi_5^0\Xi_5^-$	$\bar{\Xi}_5^0\bar{\Xi}_5^-$	2025(5)	$5/2^?$		20(5)
Ω^-	$\bar{\Omega}^-$	1672,4(3)	$3/2^+$	0, −3,0,0	$0{,}82(1)\cdot10^{-10}$
Очарованные барионы					
Λ_c^+	$\bar{\Lambda}_c^+$	2285(1)	$1/2^+$	0,0,1,0	$1{,}9(1)\cdot10^{-13}$
$\Sigma_c^{++}\Sigma_c^+\Sigma_c^0$	$\bar{\Sigma}_c^{++}\bar{\Sigma}_c^+\bar{\Sigma}_c^0$	2453(1)	$1/2^+$	1,0,1,0	?
Ξ_c^+	$\bar{\Xi}_c^+$	2469(2)	$1/2^+$	1/2, −1,1,0	$3(1)\cdot10^{-13}$
Ξ_c^0	$\bar{\Xi}_c^0$	2467(2)	$1/2^+$	1/2, −1,1,0	$\approx1\cdot10^{-13}$
Ω_c^0	$\bar{\Omega}_c^0$	2706(3)	$1/2^+$	0, −2,1,0	?
Прелестные барионы					
Λ_b	$\bar{\Lambda}_b$	5620(30)	$1/2^+$	0,0,0, −1	$1{,}0(2)\cdot10^{-12}$

Примечание. Знаком * слева помечены частицы (как правило, резонансы), для к-рых вместо времени жизни τ приведена ширина $\Gamma=\hbar/\tau$. Истинно нейтральные частицы помещены посередине между частицами и античастицами. Члены одного изотопического мультиплета расположены на одной строке (в тех случаях, когда известны характеристики каждого члена мультиплета,—с небольшим смещением по вертикали). Изменение знака чётности P у антибарионов не указано, равно как и изменение знаков S, C, b у всех античастиц. Для лептонов и промежуточных бозонов внутренняя чётность не является точным (сохраняющимся) квантовым числом и потому не обозначена. Цифры в скобках в конце приводимых физических величин обозначают существующую ошибку в значении этих величин, относящуюся к последним из приведённых цифр.

венными в тех случаях, когда при рождении или распаде образуется неск. одинаковых частиц.

Электрич. заряды изученных Э. ч. (кроме кварков) являются целыми кратными величине $e=1{,}6\cdot10^{-19}$ Кл ($4{,}8\cdot10^{-10}$ CGS), наз. *элементарным электрическим зарядом*. У известных Э. ч. $Q=0,\ \pm1,\ \pm2$.

Помимо указанных величин, Э. ч. дополнительно характеризуются ещё рядом квантовых чисел, наз. «внутренними». Лептоны несут специфич. *лептонное число* (L) трёх типов: электронное L_e, равное $+1$ для e^- и ν_e, мюонное L_μ, равное $+1$ для μ^- и ν_μ, и L_τ, равное $+1$ для τ^- и ν_τ.

Для адронов $L=0$, и это ещё одно проявление их отличия от лептонов. В свою очередь, значит. части адронов следует приписать т. н. *барионное число* B ($|B|=1$). Адроны с $B=+1$ образуют подгруппу барионов (сюда входят протон, нейтрон, гипероны; очарованные и прелестные барионы; барионные резонансы), а адроны с $B=0$ — подгруппу мезонов (π-мезоны, K-мезоны, очарованные и прелестные мезоны, бозонные резонансы). Назв. подгрупп адронов происходят от греч. слов βαρύς — тяжёлый и μεσός — средний, что на нач. этапе исследований Э. ч. отражало сравнит. величины масс известных тогда барионов и мезонов. Более поздние данные показали, что массы барионов и мезонов сопоставимы. Для лептонов $B=0$. Для фотона, $W^\pm$- и Z-бозонов $B=0$ и $L=0$.

Изученные барионы и мезоны подразделяются на уже упоминавшиеся совокупности: обычных (нестранных) частиц (протон, нейтрон, π-мезоны), странных частиц (гиперо-

ны, К-мезоны), очарованных и прелестных частиц. Этому разделению отвечает наличие у адронов особых квантовых чисел: странности S, очарования С и прелести (красоты) b с допустимыми значениями (по модулю) 0, 1, 2, 3. Для обычных частиц $S=C=b=0$, для странных частиц $S\neq 0$, $C=b=0$, для очарованных частиц $C\neq 0$, $b=0$, а для прелестных $b\neq 0$. Наряду с этими квантовыми числами часто используется также квантовое число *гиперзаряд* $Y=B+S+C+b$, имеющее, по-видимому, более фундам. значение.

Уже первые исследования обычных адронов выявили наличие среди них семейств частиц, близких по массе и с очень сходными свойствами по отношению к сильному взаимодействию, но с разл. значениями электрич. заряда. Протон и нейтрон (нуклоны) были первым примером такого семейства. Такие семейства позже были обнаружены среди странных, очарованных и прелестных адронов. Общность свойств частиц, входящих в такие семейства, является отражением существования у них одинакового значения квантового числа — *изотопического спина* I, принимающего, как и обычный спин, целые и полуцелые значения. Сами семейства обычно наз. *изотопическими мультиплетами*. Число частиц в мультиплете n связано с I соотношением $n=2I+1$. Частицы одного изотопич. мультиплета отличаются друг от друга значением «проекции» изотопич. спина I_3, и соответствующие значения Q даются выражением

$$Q=I_3+{}^1/_2 Y.$$

Важная характеристика адронов — *внутренняя чётность* P, связанная с операцией пространств. инверсии: P принимает значения ± 1.

Для всех Э. ч. с ненулевыми значениями хотя бы одного из квантовых чисел Q, L, B, S, С, b существуют античастицы с теми же значениями массы m, времени жизни τ, спина J и для адронов изотопич. спина I, но с противоположными знаками указанных квантовых чисел, а для барионов с противоположным знаком внутр. чётности P. Частицы, не имеющие античастиц, наз. *истинно нейтральными частицами*. Истинно нейтральные адроны обладают спец. квантовым числом — *зарядовой чётностью* (т. е. чётностью по отношению к операции зарядового сопряжения) С со значениями ± 1; примерами таких частиц могут служить π^0- и η-мезоны ($C=+1$), ρ^0- и φ-мезоны ($C=-1$) и др.

Квантовые числа Э. ч. разделяются на точные (т. е. такие, к-рые связаны с физ. величинами, сохраняющимися во всех процессах) и неточные (для к-рых соответствующие физ. величины в ряде процессов не сохраняются). Спин J связан со строгим законом сохранения момента количества движения и потому является точным квантовым числом. Другое точное квантовое число — электрич. заряд Q. В пределах точности проведённых измерений сохраняются также квантовые числа B и L, хотя для этого не существует серьёзных теоретич. предпосылок. Более того, наблюдаемая *барионная асимметрия Вселенной* наиб. естественно может быть истолкована в предположении нарушения сохранения барионного числа B (А. Д. Сахаров, 1967). Тем не менее наблюдаемая стабильность протона есть отражение высокой степени точности сохранения B и L (нет, напр., распада $p\to e^+ +\pi^0$). Не наблюдаются также распады $\mu^-\to e^- +\gamma$, $\tau^-\to\mu^-+\gamma$ и т. д. Однако большинство квантовых чисел адронов неточные. Изотопич. спин, сохраняясь в сильном взаимодействии, не сохраняется в эл.-магн. и слабом взаимодействиях. Странность, очарование и прелесть сохраняются в сильном и эл.-магн. взаимодействиях, но не сохраняются в слабом взаимодействии. Слабое взаимодействие изменяет также внутр. и зарядовую чётности совокупности частиц, участвующих в процессе. С гораздо большей степенью точности сохраняется комбинированная чётность CP (*CP-чётность*), однако и она нарушается в нек-рых процессах, обусловленных слабым взаимодействием. Причины, вызывающие несохранение мн. квантовых чисел адронов, не ясны и, по-видимому, связаны как с природой этих квантовых чисел, так и с глубинной структурой эл.-слабого взаимодействия.

В табл. 1 приведены наиб. хорошо изученные Э. ч. из групп лептонов и адронов и их квантовые числа. В спец. группу выделены калибровочные бозоны. Раздельно даны частицы и античастицы (изменение P у антибарионов не указано). Истинно нейтральные частицы помещены в центре первой колонки. Члены одного изотопич. мультиплета расположены в одной строке, иногда с небольшим смещением (в тех случаях, когда даются характеристики каждого члена мультиплета).

Как уже отмечалось, группа лептонов весьма немногочисленна, а массы частиц в осн. малы. Для масс всех типов нейтрино существуют довольно жёсткие ограничения сверху, но каковы их истинные значения, предстоит ещё выяснить.

Осн. часть Э. ч. составляют адроны. Увеличение числа известных Э. ч. в 60—70-х гг. происходило исключительно за счёт расширения данной группы. Адроны в своём большинстве представлены резонансами. Обращает на себя внимание тенденция к росту спина по мере роста массы резонансов; она хорошо прослеживается на разл. группах мезонов и барионов с заданными I, S и С. Следует также отметить, что странные частицы несколько массивнее обычных частиц, очарованные частицы массивнее странных, а прелестные частицы массивнее очарованных.

Классификация элементарных частиц. Кварковая модель адронов

Если классификация калибровочных бозонов и лептонов не вызывает особых проблем, то большое число адронов уже в нач. 50-х гг. явилось основанием для поиска закономерностей в распределении масс и квантовых чисел барионов и мезонов, к-рые могли бы составить основу их классификации. Выделение изотопич. мультиплетов адронов было первым шагом на этом пути. С матем. точки зрения группировка адронов в изотопич. мультиплеты отражает наличие у сильного взаимодействия симметрии, связанной с *вращения группой*, более формально, с унитарной группой $SU(2)$ — группой преобразований в комплексном двумерном пространстве [см. *Симметрия SU(2)*]. Предполагается, что эти преобразования действуют в нек-ром специфич. внутр. пространстве — т. н. изотопич. пространстве, отличном от обычного. Существование изотопич. пространства проявляется только в наблюдаемых свойствах симметрии. На матем. языке изотопич. мультиплеты суть неприводимые *представления группы* симметрии $SU(2)$.

Концепция симметрии как фактора, определяющего существование разл. групп и семейств Э. ч. в совр. теории, является доминирующей при классификации адронов и других Э. ч. Предполагается, что внутр. квантовые числа Э. ч., позволяющие объединять те или иные группы частиц, связаны со спец. типами симметрий, возникающими за счёт свободы преобразований в особых внутр. пространствах. Отсюда и происходит назв. «внутренние квантовые числа».

Внимательное рассмотрение показывает, что странные и обычные адроны в совокупности образуют более широкие объединения частиц с близкими свойствами, чем изотопич. мультиплеты. Их принято называть *супермультиплетами*. Число частиц, входящих в наблюдаемые супермультиплеты, равно 8 и 10. С точки зрения симметрии возникновение супермультиплетов истолковывается как проявление существования у сильного взаимодействия группы симметрии более широкой, чем группа $SU(2)$, а именно унитарной группы $SU(3)$ — группы преобразований в трёхмерном комплексном пространстве [Гелл-Ман, Ю. Нееман (Y. Neeman), 1961]; см. *Симметрия SU(3)*. Соответствующая симметрия получила назв. унитарной симметрии. Группа $SU(3)$ имеет, в частности, неприводимые представления с числом компонент 8 и 10, к-рые можно сопоставить наблюдаемым супермультиплетам: октету и декуплету. Примерами супермультиплетов могут

служить следующие группы частиц с одинаковыми значениями J^P (т. е. с одинаковыми парами значений J и P):

$$J^P \begin{cases} \nearrow 0^- & \pi^+ \ \pi^0 \ \pi^- \ \eta \ K^+ \ K^0 \ \bar{K}^0 \\ \rightarrow {}^1/_2{}^+ & \Sigma^+ \ \Sigma^0 \ \Sigma^- \ \Lambda \ p \ n \ \Xi^- \ \Xi^0 \\ \searrow {}^3/_2{}^+ & \Delta^{++} \ \Delta^+ \ \Delta^0 \ \Delta^- \ \Sigma^{*+} \ \Sigma^{*0} \ \Sigma^{*-} \ \Xi^{*-} \ \Xi^{*0} \ \Omega^-. \end{cases}$$

Унитарная симметрия менее точная, чем изотопич. симметрия. В соответствии с этим различие в массах частиц, входящих в октеты и декуплеты, довольно значительно. По этой же причине разбиение адронов на супермультиплеты сравнительно просто осуществляется для Э. ч. не очень больших масс. При больших массах, когда имеется много разл. частиц с близкими массами, это разбиение осуществить сложнее.

Обнаружение среди адронов выделенных супермультиплетов фиксированных размерностей, отвечающих определ. представлениям унитарной группы $SU(3)$, явилось ключом к важнейшему заключению о существовании у адронов особых структурных элементов — *кварков*.

Гипотеза о том, что наблюдаемые адроны построены из частиц необычной природы — кварков, несущих спин $^1/_2$, обладающих сильным взаимодействием, но в то же время, не принадлежащих классу адронов, была выдвинута Дж. Цвейгом (G. Zweig) и независимо Гелл-Маном в 1964 (см. *Кварковые модели*). Идея кварков была подсказана матем. структурой представлений унитарных групп. Матем. формализм открывает возможность описания всех представлений группы $SU(n)$ (и, следовательно, всех связанных с ней мультиплетов адронов) на основе перемножения самого простого (фундам.) представления группы, содержащего n компонент. Необходимо только допустить существование особых частиц, связанных с этими компонентами, что и было сделано Цвейгом и Гелл-Маном для частного случая группы $SU(3)$. Эти частицы были названы кварками.

Конкретный кварковый состав мезонов и барионов был выведен из того факта, что мезоны, как правило, входят в супермультиплеты с числом частиц, равным 8, а барионы — 8 и 10. Эта закономерность легко воспроизводится, если предположить, что мезоны составлены из кварка и антикварка, символически: $M=(q\bar{q})$, а барион — из трёх кварков, символически: $B=(qqq)$. В силу свойств группы $SU(3)$ 9 мезонов разбиваются на супермультиплеты из 1 и 8 частиц, а 27 барионов — на супермультиплеты, содержащие 1, 10 и дважды по 8 частиц, что и объясняет наблюдаемую выделенность октетов и декуплетов.

Т. о., выявленное экспериментами 60-х гг. существование супермультиплетов, составленных из обычных и странных адронов, позволило сделать вывод о том, что все эти адроны построены из 3 кварков, обычно обозначаемых u, d, s (табл. 2). Вся совокупность известных к тому моменту фактов прекрасно согласовывалась с этим предложением.

Табл. 2. — **Характеристики кварков**

Кварк	Символ	J	I	I_3	B	S	C	b	T	Q	$m_{эфф}$, ГэВ
q_1^α	u^α	1/2	1/2	+1/2	1/3	0	0	0	0	+2/3	≈0,005
q_2^α	d^α	1/2	1/2	−1/2	1/3	0	0	0	0	−1/3	≈0,0075
q_3^α	s^α	1/2	0	0	1/3	−1	0	0	0	−1/3	≈0,150
q_4^α	c^α	1/2	0	0	1/3	0	1	0	0	+2/3	≈1,5
q_5^α	b^α	1/2	0	0	1/3	0	0	−1	0	−1/3	≈5
q_6^α	t^α	1/2	0	0	1/3	0	0	0	1	+2/3	≈175*

* Предварительная экспериментальная оценка.

Последующее обнаружение пси-частиц, а затем ипсилон-частиц, очарованных и прелестных адронов показало, что для объяснения их свойств трёх кварков недостаточно и необходимо допустить существование ещё двух типов кварков c и b, несущих новые квантовые числа: очарование и прелесть. Это обстоятельство не поколебало, однако, основные положения кварковой модели. Был сохранён, в частности, центр. пункт её схемы строения адронов: $M=(q\bar{q})$, $B=(qqq)$. Более того, именно на основе предположения о кварковом строении пси- и ипсилон-частиц удалось дать физ. толкование их во многом необычным свойствам.

Исторически открытие пси- и ипсилон-частиц, равно как и новых типов очарованных и прелестных адронов, явилось важным этапом в утверждении представлений о кварковом строении всех сильновзаимодействующих частиц. Согласно совр. теоретич. моделям (см. ниже), следовало ожидать существования ещё одного — шестого t-кварка, к-рый и был обнаружен в 1995.

Указанная выше кварковая структура адронов и матем. свойства кварков как объектов, связанных с фундам. представлением группы $SU(n)$, приводят к следующим квантовым числам кварков (табл. 2). Обращают на себя внимание необычные (дробные) значения электрич. заряда Q, а также B, не встречающиеся ни у одной из изученных Э. ч. С индексом α у каждого типа кварка q_i ($i=1, 2, 3, 4, 5, 6$) связана особая характеристика кварков — *цвет*, к-рой нет у наблюдаемых адронов. Индекс α принимает значения 1, 2, 3, т. е. каждый тип кварка (q_i) представлен тремя разновидностями q_i^α [Н. Боголюбов с сотрудниками, 1965, Й. Намбу (Y. Nambu) и М. Хан (M. Khan), 1965, И. Миямото (Y. Miyamoto), 1965]. Квантовые числа каждого типа кварка не меняются при изменении цвета, поэтому табл. 2 относится к кваркам любого цвета. Как было показано позднее, величины q^α (для каждого i) при изменении α с точки зрения их трансформац. свойств следует рассматривать как компоненты фундам. представления ещё одной группы $SU(3)$, цветовой, действующей в цветовом трёхмерном пространстве [см. *Цветовая симметрия* $SU(3)$].

Необходимость введения цвета вытекает из требования антисимметрии волновой ф-ции системы кварков, образующих барионы. Кварки, как частицы со спином $^1/_2$, должны подчиняться статистике Ферми — Дирака. Между тем имеются барионы, составленные из трёх одинаковых кварков с одинаковой ориентацией спинов: Δ^{++} $(u_\uparrow u_\uparrow u_\uparrow)$, Ω^- $(s_\uparrow s_\uparrow s_\uparrow)$, к-рые явно симметричны относительно перестановок кварков, если последние не обладают дополнит. степенью свободы. Такой дополнит. степенью свободы и является цвет. С учётом цвета требуемая антисимметрия легко восстанавливается. Уточнённые ф-лы структурного состава мезонов и барионов выглядят при этом следующим образом:

$$M_{ik} = {}^1/_{\sqrt{3}} \sum_{\alpha=1}^{3} (q_i^\alpha \bar{q}_k^\alpha)$$

$$B_{ikl} = {}^1/_{\sqrt{6}} \sum_{\alpha,\beta,\gamma=1}^{3} (\varepsilon_{\alpha\beta\gamma} q_i^\alpha q_k^\beta q_l^\gamma),$$

где $\varepsilon_{\alpha\beta\gamma}$ — полностью антисимметричный тензор (*Леви-Чивиты символ*) ($1/\sqrt{3}$, $1/\sqrt{6}$ — нормировочные множители). Важно отметить, что ни мезоны, ни барионы не несут цветовых индексов (лишены цвета) и являются, как иногда говорят, «белыми» частицами.

В табл. 2 приведены лишь «эффективные» массы кварков. Это связано с тем, что кварки в свободном состоянии, несмотря на многочисленные тщательные их поиски, не наблюдались. В этом, кстати, проявляется ещё одна особенность кварков как частиц совершенно новой, необычной природы. Поэтому прямых данных о массах кварков нет. Имеются лишь косвенные оценки величин масс кварков, к-рые могут быть извлечены из их разл. динамических проявлений в характеристиках адронов (включая массы последних), а также в разл. процессах происходящих с адронами (распады и т. п.). Для массы t-кварка дана предварительная эксперим. оценка.

Всё многообразие адронов возникает за счёт разл. сочетаний u-, d-, s-, c- и b-кварков, образующих связанные состояния. Обычным адронам соответствуют связанные состояния, построенные только из u- и d-кварков [для мезонов с возможным участием комбинаций $(s\bar{s})$, $(c\bar{c})$ и $(b\bar{b})$]. Наличие в связанном состоянии, наряду с u- и

d-кварками, одного *s*-, *c*- или *b*-кварка означает, что соответствующий адрон странный ($S=-1$), очарованный ($C=+1$) или прелестный ($b=-1$). В состав бариона может входить два и три *s*-кварка (соответственно *c*- и *b*-кварка), т. е. возможны дважды и трижды странные (очарованные, прелестные) барионы. Допустимы также сочетания разл. числа *s*- и *c*-, *b*-кварков (особенно в барионах), к-рые соответствуют «гибридным» формам адронов (странно-очарованным, странно-прелестным). Очевидно, что чем больше *s*-, *c*- или *b*-кварков содержит адрон, тем он массивнее. Если сравнивать основные (не возбуждённые) состояния адронов, именно такая картина и наблюдается (табл. 1).

Поскольку спин кварков равен $^1/_2$, приведённая выше кварковая структура адронов имеет своим следствием целочисленный спин у мезонов и полуцелый — у барионов, в полном соответствии с экспериментом. При этом в состояниях, отвечающих орбитальному моменту $l=0$, в частности в осн. состояниях, значения спина мезонов должны равняться 0 или 1 (для антипараллельной $\uparrow\downarrow$ и параллельной $\uparrow\uparrow$ ориентации спинов кварков), а спина барионов: $^1/_2$ или $^3/_2$ (для спиновых конфигураций $\uparrow\uparrow\downarrow$ и $\uparrow\uparrow\uparrow$). С учётом того, что внутр. чётность системы кварк — антикварк отрицательна, значения J^P для мезонов при $l=0$ равны 0^- и 1^-, для барионов: $^1/_2{}^+$ и $^3/_2{}^+$. Именно эти значения наблюдаются у адронов, имеющих наименьшую массу при заданных значениях I и S, C, b.

В качестве иллюстрации в табл. 3 и 4 приведён кварковый состав мезонов с $J^P=0^-$ и барионов $J^P=^1/_2{}^+$ (всюду предполагается необходимое суммирование по цветам кварков).

Таблица 3.— **Кварковый состав изученных мезонов с $J^P=0^-$ ($\uparrow\downarrow$)**

Части-	Состав	Части-	Состав	Части-	Состав

ществования разл. возбуждённых состояний кварковых систем. Все возбуждённые состояния кварковых систем неустойчивы относительно быстрых переходов за счёт сильного взаимодействия в нижележащие состояния. Они-то и образуют осн. часть резонансов. Небольшую долю резонансов составляют также кварковые системы с параллельной ориентацией спинов (за исключением Ω^-). Кварковые конфигурации с антипараллельной ориентацией спинов, относящиеся к осн. состояниям, образуют квазистабильные адроны и стабильный протон.

Возбуждения кварковых систем происходят как за счёт изменения вращат. движения кварков (орбитальные возбуждения), так и за счёт изменения их пространств. расположения (радиальные возбуждения). В первом случае рост массы системы сопровождается изменением суммарного спина J и чётности P системы, во втором случае увеличение массы происходит без изменения J^P.

При формулировке кварковой модели кварки рассматривались как гипотетич. структурные элементы, открывающие возможность очень удобного описания адронов. В последующие годы были проведены эксперименты, к-рые позволяют говорить о кварках как о реальных материальных образованиях внутри адронов. Первыми были эксперименты по рассеянию электронов на нуклонах на очень большие углы. Эти эксперименты (1968), напоминающие классич. опыты Резерфорда по рассеянию α-частиц на атомах, выявили наличие внутри нуклона точечных заряж. образований (см. *Партоны*). Сравнение данных этих экспериментов с аналогичными данными по рассеянию нейтрино на нуклонах (1973—75) позволили сделать заключение о ср. величине квадрата электрич. заряда этих точечных образований. Результат оказался близким к ожидаемым дробным значениям $(^2/_3)^2\,e^2$ и $(^1/_3)^2\,e^2$. Изучение процесса рождения адронов при аннигиляции электрона и позитрона, к-рый предположительно идёт через следую-

о составных частях кварков и не обрывается ли тем самым последовательность структурных составляющих материи.

Всё сказанное подводит к выводу, что кварки, наряду с лептонами и калибровочными бозонами, также не имеющими наблюдаемых признаков структуры, образуют группу Э. ч., к-рая имеет наибольшие основания претендовать на роль истинно Э. ч.

Элементарные частицы и квантовая теория поля. Стандартная модель взаимодействий

Для описания свойств и взаимодействий Э. ч. в совр. теории существ. значение имеет понятие физического поля, к-рое ставится в соответствие каждой частице. Поле есть специфич. форма распределённой в пространстве материи; оно описывается ф-цией, задаваемой во всех точках пространства-времени и обладающей определ. трансформац. свойствами по отношению к преобразованиям *Лоренца группы* (скаляр, спинор, вектор и т. д.) и групп «внутр.» симметрий (изотопич. скаляр, изотопич. спинор и т. д.). Эл.-магн. поле, обладающее свойствами четырёхмерного вектора $A_\mu(x)$ ($\mu=1, 2, 3, 4$),— исторически первый пример физ. поля. Поля, сопоставляемые Э. ч., имеют квантовую природу, т. е. их энергия и импульс слагаются из множества отд. порций — квантов, причём полная энергия ε_k и импульс p_k кванта связаны соотношением спец. теории относительности: $\varepsilon_k^2=p_k^2c^2+m^2c^4$. Каждый такой квант и есть Э. ч. с массой m, с заданной энергией ε_k и импульсом p_k. Квантами эл.-магн. поля являются фотоны, кванты др. полей соответствуют всем остальным известным Э. ч. Матем. аппарат квантовой теории поля (КТП) позволяет описать рождение и уничтожение частицы в каждой пространственно-временной точке.

Трансформац. свойства поля определяют осн. квантовые числа Э. ч. Трансформационные свойства по отношению к преобразованиям группы Лоренца задают спин частиц: скаляру соответствует спин $J=0$, *спинору* — спин $J={}^1/_2$, вектору — спин $J=1$ и т. д. Трансформац. свойства полей по отношению к преобразованиям «внутр.» пространств («зарядового пространства», «изотопического пространства», «унитарного пространства», «цветного пространства») определяют существование таких квантовых чисел, как L, B, I, S, C, b, а для кварков и глюонов также и цвета. Введение «внутр.» пространств в аппарате теории — пока чисто формальный приём, к-рый, однако, может служить указанием на то, что размерность физ. пространства-времени, отражающаяся в свойствах Э. ч., реально больше четырёх — т. е. больше размерности пространства-времени, характерного для всех макроскопич. физ. процессов.

Масса Э. ч. не связана непосредственно с трансформац. свойствами полей. Это дополнительная их характеристика, происхождение к-рой не понято до конца.

Для описания процессов, происходящих с Э. ч., в КТП используется *Лагранжев формализм*. В *лагранжиане*, построенном из полей, участвующих во взаимодействии частиц, заключены все сведения о свойствах частиц и динамике их поведения. Лагранжиан включает в себя два гл. слагаемых: лагранжиан $\mathscr{L}_0$, описывающий поведение свободных полей, и лагранжиан взаимодействия $\mathscr{L}_{вз}$, отражающий взаимосвязь разл. полей и возможность превращения Э. ч. Знание точной формы $\mathscr{L}_{вз}$ позволяет в принципе, используя аппарат *матрицы рассеяния* (S-матрицы), рассчитывать вероятности переходов от исходной совокупности частиц к заданной конечной совокупности частиц, происходящих под влиянием существующего между ними взаимодействия. Т. о., установление структуры $\mathscr{L}_{вз}$, открывающее возможность количеств. описания процессов с Э. ч., является одной из центр. задач КТП.

Существ. продвижение в решении этой задачи было достигнуто в 50—70-х гг. на основе развития идеи о векторных калибровочных полях, сформулированной в уже упоминавшейся работе Янга и Миллса. Отталкиваясь от известного положения о том, что всякий наблюдаемый экспериментально закон сохранения связан с инвариантностью описывающего систему лагранжиана относительно преобразований нек-рой группы симметрии (*Нётер теорема*), Янг и Миллс потребовали, чтобы эта инвариантность выполнялась локально, т. е. имела место при произвольной зависимости преобразований от точки пространства-времени. Оказалось, что выполнение этого требования, физически связанного с тем, что взаимодействие не может мгновенно передаваться от точки к точке, возможно только при введении в структуру лагранжиана спец. калибровочных полей векторной природы, определ. образом трансформирующихся при преобразованиях группы симметрии. Причём структуры свободного лагранжиана $\mathscr{L}_0$ и $\mathscr{L}_{вз}$ оказались в указанном подходе тесно связанными: знание $\mathscr{L}_0$ в значит. мере предопределяло вид $\mathscr{L}_{вз}$.

Последнее обстоятельство обусловлено тем, что требование локальной *калибровочной инвариантности* может быть выполнено только в том случае, когда во всех производных, действующих на свободные поля в $\mathscr{L}_0$, осуществлена замена $\partial_\mu\to\partial_\mu-ig\sum_{a=1}^{r}T^aV_\mu^a$. Здесь g — константа взаимодействия; V_μ^a — калибровочные поля; T^a — генераторы группы симметрии в матричном представлении, соответствующем свободному полю; r — размерность группы.

В силу сказанного в видоизменённом лагранжиане автоматически возникают члены строго определ. структуры, описывающие взаимодействие полей, исходно входивших в $\mathscr{L}_0$, со вновь введёнными калибровочными полями. При этом калибровочные поля осуществляют роль переносчиков взаимодействия между исходными полями. Конечно, поскольку в лагранжиане появились новые калибровочные поля, свободный лагранжиан должен быть дополнен членом, связанным с ними, и подвергнуться процедуре видоизменений, описанной выше. При точном соблюдении калибровочной инвариантности калибровочные поля отвечают бозонам с нулевой массой. При нарушении симметрии масса бозонов отлична от нуля.

В таком подходе задача построения лагранжиана, отражающего динамику взаимодействующих полей, по существу сводится к правильному отбору системы полей, составляющих первоначальный свободный лагранжиан и фиксации его формы. Последняя, впрочем, при заданных трансформационных свойствах относительно группы Лоренца однозначно определяется требованием релятивистской инвариантности и очевидным требованием вхождения только структур, квадратичных по полям.

Т. о., основным для описания динамики является вопрос о выборе системы первичных полей, образующих $\mathscr{L}_0$, т. е. фактически всё тот же центр. вопрос физики Э. ч.: «Какие частицы (и соответственно поля) следует считать наиболее фундаментальными (элементарными) при описании наблюдаемых частиц материи?».

Совр. теория, как уже отмечалось, выделяет в качестве таких частиц бесструктурные частицы со спином ${}^1/_2$: кварки и лептоны. Такой выбор позволяет, опираясь на принцип локальной калибровочной инвариантности, построить весьма успешную схему описания сильного и эл.-слабого взаимодействий Э. ч., получившую назв. стандартной модели.

Модель исходит прежде всего из допущения, что для сильного взаимодействия имеет место точная симметрия $SU_c(3)$, отвечающая преобразованиям в «цветовом» трёхмерном пространстве. При этом предполагается, что кварки преобразуются по фундам. представлению группы $SU_c(3)$. Выполнение требования локальной калибровочной инвариантности для кваркового лагранжиана приводит к появлению в структуре теории восьми безмассовых калибровочных бозонов, названных глюонами, взаимодействующих с кварками (и между собой) строго определ. образом (Фритцш, Гелл-Ман, 1972). Разработанная на этой основе схема описания сильного взаимодействия получила назв. *квантовой хромодинамики*. Правильность её предсказаний подтверждена многочисл. экспериментами, в т. ч. получены убедительные свидетельства существования глюонов. Имеются также серьёзные основания полагать, что

аппарат квантовой хромодинамики содержит в себе объяснение явления конфайнмента.

При построении теории эл.-слабого взаимодействия было использовано то обстоятельство, что существование пар лептонов с одинаковым лептонным числом (L_e, L_μ, L_τ), но с разным электрич. зарядом (e^-, ν_e; μ^-, ν_μ; τ^-, ν_τ) можно трактовать как проявление симметрии, связанной с группой т.н. слабого изоспина $SU_{сл}(2)$, а сами пары рассматривать как спинорные (дублетные) представления этой группы. Аналогичная трактовка возможна в отношении пар кварков, участвующих в слабом взаимодействии. Отметим, что рассмотрение в рамках этой схемы слабого взаимодействия с участием кварка b с необходимостью ведёт к заключению о существовании у него изотопического партнёра кварка t, составляющего пару (t, b). Выделение слабым взаимодействием определ. *спиральности* (левой) у участвующих в нём фермионов дополнительно можно рассматривать как проявление существования симметрии $U_{сл}(1)$, связанной со слабым гиперзарядом $Y^{сл}$. При этом левым и правым фермионам следует приписывать разные значения гиперзаряда $Y^{сл}$, а правые фермионы нужно рассматривать как изотопические скаляры. В принятом построении естественно возникает соотношение $Q=I_3^{сл}+{}^1/_2\,Y^{сл}$, уже встречавшееся нам у адронов.

Т. о., внимательный анализ эл.-слабого взаимодействия лептонов и кварков позволяет выявить у них наличие симметрии (заметно, впрочем, нарушенной), отвечающей группе $SU_{сл}(2)\otimes U_{сл}(1)$. Если отвлечься от нарушения этой симметрии и воспользоваться строгим условием локальной калибровочной инвариантности, то возникнет теория эл.-слабого взаимодействия кварков и лептонов, в к-рой фигурируют четыре безмассовых бозона (два заряженных и два нейтральных) и две константы взаимодействия, соответствующие группам $SU_{сл}(2)$ и $U_{сл}(1)$. В этой теории члены лагранжиана, отвечающие взаимодействию с заряж. бозонами, правильно воспроизводят известную структуру *заряженных токов*, но не обеспечивают наблюдаемое в слабых процессах короткодействие, что и неудивительно, т. к. нулевая масса промежуточных бозонов ведёт к дальнодействию. Отсюда следует лишь то, что в реалистич. теории слабого взаимодействия массы промежуточных бозонов должны быть конечными. Это находится в соответствии и с фактом нарушенности симметрии $SU_{сл}(2)\otimes U_{сл}(1)$.

Однако прямое введение конечных масс промежуточных бозонов в построенный описанным выше образом лагранжиан невозможно, т. к. входит в противоречие с требованием локальной калибровочной инвариантности. Учесть непротиворечивым образом нарушение симметрии и добиться появления в теории конечных масс промежуточных бозонов удалось с помощью важного предположения о существовании в природе особых скалярных полей Ф (*Хиггса полей*), взаимодействующих с фермионными и калибровочными полями и обладающих специфическим самовзаимодействием, ведущим к явлению *спонтанного нарушения симметрии* [П. Хиггс (P. Higgs), 1964]. Введение в лагранжиан теории в простейшем варианте одного дублета (по группе слабого изоспина) полей Хиггса приводит к тому, что вся система полей переходит к новому, более низкому по энергии вакуумному состоянию, отвечающему нарушенной симметрии. Если исходно *вакуумное среднее* от поля Ф было равно нулю $\langle\Phi\rangle_0=0$, то в новом состоянии $\langle\Phi\rangle_0=\Phi_0\neq 0$. Нарушение симметрии и появление в теории конечного Φ_0 приводит за счёт *Хиггса механизма* к неисчезающей массе заряж. промежуточных бозонов $W^\pm$ и к возникновению смешивания (линейной комбинации) двух нейтральных бозонов, фигурирующих в теории. В результате смешивания возникают безмассовое эл.-магн. поле, взаимодействующее с эл.-магн. током кварков и лептонов, и поле массивного нейтрального бозона Z^0, взаимодействующее с *нейтральным током* строго заданной структуры. Параметр (угол) смешивания (*Вайнберга угол*) нейтральных бозонов в этой схеме задаётся отношением констант взаимодействия групп $U_{сл}(1)$ и $SU_{сл}(2)$: $\operatorname{tg}\theta_W=g'/g$. Этот же параметр определяет связь масс m_W и m_Z ($m_Z=m_W/\cos\theta_W$) и связь электрич. заряда e с константой группы слабого изоспина g: $e=g\sin\theta_W$ [С. Вайнберг (S. Weinberg), Ш. Глэшоу, А. Салам (A. Salam), 1967—68; обобщение на кварки: Глэшоу, Дж. Илиопулос (J. Iliopoulos), Л. Майани (L. Maiani), 1970]. Обнаружение в 1973 при изучении рассеяния нейтрино нейтральных слабых токов, предсказанных описанной выше схемой, и последовавшее затем в 1983 открытие W- и Z-бозонов с массами соответственно 80 ГэВ и 91 ГэВ блестяще подтвердили всю концепцию единого описания эл.-магн. и слабого взаимодействий. Эксперим. определение значения $\sin^2\theta_W=0{,}23$ показало, что константа g и электрич. заряд e близки по величине. Стало понятно, что «слабость» слабого взаимодействия при энергиях, заметно меньших m_W и m_Z, в осн. обусловлена большой величиной массы промежуточных бозонов. Действительно, константа феноменологической четырёхфермионной теории слабого взаимодействия Ферми G_F в изложенной схеме равна $G_F=g^2\sqrt{2}/8m_W^2$. Это означает, что эфф. константа слабого взаимодействия при энергии в с. ц. м. $\sim m_p$ равна $G_Fm_p^2\approx 10^{-5}$, а её квадрат близок к 10^{-10}, т. е. к значению, приводившемуся выше. При энергиях же в с. ц. м., больших или порядка m_W, единственным параметром, характеризующим слабое взаимодействие, становится величина $g^2/4\pi$ или $e^2/4\pi$, т. е. слабое и эл.-магн. взаимодействия становятся сравнимыми по интенсивности и должны рассматриваться совместно.

Построение единого описания эл.-магн. и слабого взаимодействий является важным достижением теории калибровочных полей, сравнимым по значимости с разработкой Максвеллом в кон. 19 в. единой теории эл.-магн. явлений. Количеств. предсказания теории эл.-слабого взаимодействия во всех проведённых измерениях оправдывались с точностью $\approx 1\%$. Важным физ. следствием указанного построения является заключение о существовании в природе частицы нового типа — нейтрального *Хиггса бозона*. На нач. 90-х гг. такая частица обнаружена не была. Проведённые поиски показали, что её масса превышает 60 ГэВ. Теория не даёт, однако, точного предсказания для величины массы бозона Хиггса. Можно лишь утверждать, что значение его массы не превышает 1 ТэВ. Оценочные значения массы этой частицы лежат в диапазоне 300—400 ГэВ.

Итак, «стандартная модель» отбирает в качестве фундам. частиц три пары кварков (u, d) (c, s) (t, b) и три пары лептонов (ν_e, e^-) (ν_μ, μ^-) (ν_τ, τ^-), обычно группируемых в соответствии с величиной их масс в семейства (или поколения) следующим образом:

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}\ \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}\ \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}$$

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}\ \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}\ \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix},$$

и постулирует, что их взаимодействия удовлетворяют симметрии $SU_{сл}(3)\otimes SU_{сл}(2)\otimes U_{сл}(1)$. Как следствие, получается теория, в к-рой переносчиками взаимодействия являются калибровочные бозоны: глюоны, фотон, $W^\pm$ и Z. И хотя «стандартная модель» весьма успешно справляется с описанием всех известных фактов, относящихся к Э. ч., всё же, скорее всего, она является промежуточным этапом в построении более совершенной и всеобъемлющей теории Э. ч. В структуре «стандартной модели» ещё *достаточно* много произвольных, эмпирически определяемых параметров (значений масс кварков и лептонов, значений констант взаимодействия, углов смешивания и т. п.). Число поколений фермионов в модели также не определено. Пока эксперимент уверенно утверждает лишь то, что число поколений не превышает трёх, если в природе не существует тяжёлых нейтрино с массами в неск. десятков ГэВ.

С точки зрения свойств симметрии взаимодействий более естественно было бы ожидать, что во всеобъемлющей теории Э. ч. вместо прямого произведения групп симметрии будет фигурировать одна группа симметрии G с одной отвечающей ей константой взаимодействия. Группы сим-

метрии «стандартной модели» в этом случае можно было бы трактовать как продукты редукции большой группы при нарушении связанной с ней симметрии. На этом пути, в принципе, могла бы возникнуть возможность Великого объединения взаимодействий. Формальной основой такого объединения может служить свойство изменения с энергией эфф. констант взаимодействия калибровочных полей $g_i^2/4\pi=\alpha_i$ ($i=1, 2, 3$), возникающее при учёте высших порядков теории (т. н. бегущие константы). При этом константа α_1 связана с группой $U(1)$; α_2 — с группой $SU(2)$; α_3 — с группой $SU(3)$. Упомянутые очень медленные (логарифмические) изменения описываются выражением

$$\alpha_i^{-1}(M)=\alpha_i^{-1}(\mu)-b_i(2\pi)^{-1}\ln M/\mu,$$

связывающим значения эфф. констант $\alpha_i(M)$ и $\alpha_i(\mu)$ при двух различающихся значениях энергии: M и μ ($M>\mu$). Характер этих изменений разный для разл. групп симметрии (и, следовательно, разл. взаимодействий) и даётся коэффициентами b_i, вбирающими в себя информацию как о структуре групп симметрии, так и об участвующих во взаимодействии частицах. Поскольку b_1, b_2 и b_3 различны, допустима возможность того, что, несмотря на заметные расхождения величин $\alpha_i^{-1}(\mu)$ при исследованных энергиях μ, при очень больших энергиях M все три значения $\alpha_i^{-1}(M)$ совпадут, т. е. будет реализовано Великое объединение взаимодействий. Тщательный анализ, однако, показал, что в рамках стандартной модели, используя известные значения $\alpha_i^{-1}(\mu)$, получить совпадение всех трёх значений $\alpha_i^{-1}(M)$ при каком-то большом M невозможно, т. е. вариант теории с Великим объединением в этой модели не реализуем. В то же время было выяснено, что в схемах, отличных от стандартной модели, с изменённым составом осн. (фундам.) полей или частиц, Великое объединение может иметь место. Изменения в составе осн. частиц ведут к изменениям в значениях коэффициентов «b_i» и тем самым обеспечивают возможность совпадения $\alpha_i(M)$ при больших M.

Руководящей идеей при выборе изменённого состава осн. частиц теории явилась идея возможного существования в мире Э. ч. *суперсимметрии*, к-рая устанавливает определ. взаимосвязи между частицами целого и полуцелого спина, фигурирующими в теории. Для соблюдения требований суперсимметрии, напр. в случае стандартной модели, каждой частице должна быть поставлена в соответствие частица со спином, смещённым на $^1/_2$. Причём в случае точной суперсимметрии все эти частицы должны иметь одинаковые массы. Так, кваркам и лептонам спина $^1/_2$ должны быть поставлены в соответствие их суперсимметричные партнёры (суперпартнёры) со спином нуль, всем калибровочным бозонам со спином 1 — их суперпартнёры со спином $^1/_2$, а бозону Хиггса спина нуль — суперпартнёр со спином $^1/_2$. Поскольку в исследованной области энергии суперпартнёры кварков, лептонов и калибровочных бозонов заведомо не наблюдаются, суперсимметрия, если она существует, должна быть заметно нарушенной, а массы суперпартнёров должны иметь значения, значительно превышающие значения масс известных фермионов и бозонов.

Последовательное выражение требования суперсимметрии находят в минимальной суперсимметричной модели (МССМ), в к-рой в дополнение к уже перечисленным изменениям в составе частиц стандартной модели число бозонов Хиггса увеличивается до пяти (из них два являются заряженными и три — нейтральными частицами). Соответственно в модели возникают пять суперпартнёров бозонов Хиггса со спином $^1/_2$. МССМ — простейшее обобщение стандартной модели на случай суперсимметрии. Значение M, при к-ром происходит совпадение $\alpha_i(M)$ (Великое объединение), в МССМ примерно равно 10^{16} ГэВ.

С гипотезой о существовании суперсимметрии связана одна из перспективных возможностей развития теории калибровочных полей, разрешающая к тому же ряд её внутр. проблем, связанных с устойчивостью фигурирующих в ней параметров. Суперсимметрия, как было отмечено, позволяет сохранить в теории Э. ч. привлекательную возможность Великого объединения взаимодействий. Решающим подтверждением факта существования суперсимметрии явилось бы обнаружение суперпартнёров известных частиц. По оценкам, их массы лежат в диапазоне от сотен ГэВ до 1 ТэВ. Частицы таких масс будут доступны для изучения на протонных коллайдерах следующего поколения.

Проверка гипотезы о существовании суперсимметрии и поиски суперсимметричных частиц, безусловно, одна из важнейших задач физики Э. ч., к-рой в ближайшем будущем, несомненно, будет уделяться первоочередное внимание.

Некоторые общие проблемы теории элементарных частиц

Новейшее развитие физики частиц явно выделило из всех микросоставляющих материи группу частиц, играющих особую роль и имеющих наибольшие основания (на нач. 90-х гг.) именоваться истинно Э. ч. К ней относятся фундам. фермионы спина $^1/_2$: лептоны и кварки, составляющие три поколения, и калибровочные бозоны спина 1 (глюоны, фотоны и промежуточные бозоны), являющиеся переносчиками сильного и эл.-слабого взаимодействий. К этой группе, скорее всего, следует присоединить частицу со спином 2, *гравитон*, как переносчика гравитац. взаимодействия, связывающего все частицы. Особую группу составляют частицы спина 0, бозоны Хиггса, пока, впрочем, не обнаруженные.

Многие вопросы тем не менее остаются без ответа. Так, остаётся неясным, существует ли физ. критерий, фиксирующий число поколений элементарных фермионов. Не понятно, насколько принципиальным является отличие в свойствах кварков и лептонов, связанное с присутствием у первых цвета, или это отличие специфично только для изученной области энергии. К этому вопросу примыкает вопрос о физ. природе Великого объединения, поскольку в его формализме кварки и лептоны рассматриваются как объекты с близкими свойствами.

Важно понять, не указывает ли существование различных «внутр.» квантовых чисел кварков и лептонов (B, L, I, S, C, b и т. д.) на более сложную геометрию микромира, отвечающую бо́льшему числу измерений, чем привычная нам четырёхмерная геометрия макроскопич. пространства-времени. С этим вопросом тесно связан вопрос о том, какова макс. группа симметрии G, к-рой удовлетворяют взаимодействия Э. ч. и в к-рую вложены группы симметрии, проявляющие себя в изученной области энергий. Ответ на этот вопрос помог бы определить предельное число переносчиков взаимодействия Э. ч. и выяснить их свойства. Не исключено, что макс. группа G фактически отражает свойства симметрии нек-рого многомерного пространства. Этот круг идей нашёл известное отражение в теории *суперструн*, к-рые являются аналогами обычных струн в пространствах с числом измерений, большим четырёх (обычно в пространстве 10 измерений). Теория суперструн трактует Э. ч. как проявления специфических возбуждений суперструн, отвечающие разл. спинам. Считается, что лишние (сверх четырёх) измерения не обнаруживают себя в наблюдениях в силу т. н. компактификации, т. е. образования замкнутых подпространств с характерными размерами $\sim 10^{-33}$ см. Внеш. проявлением существования этих подпространств являются наблюдаемые «внутр.» квантовые числа Э. ч. Каких-либо данных, подтверждающих правильность подхода к трактовке свойств Э. ч., связанного с представлением о суперструнах, пока не существует.

Как видно из сказанного, в идеале завершённая теория Э. ч. должна не только правильно описывать взаимодействия заданной совокупности частиц, отобранных в качестве фундаментальных, но и содержать в себе объяснение того, какими факторами определяется число этих частиц, их квантовые числа, константы взаимодействия, значения их масс и т. п. Должны быть также поняты причины выделенности наиб. широкой группы симметрии G и одновременно

природа механизмов, обусловливающих нарушение симметрии по мере перехода к более низким энергиям. В этом плане первостепенное значение имеет прояснение роли бозонов Хиггса в физике Э. ч. Модели, к-рые предлагает совр. теория Э. ч., ещё далеки от удовлетворения всем перечисленным критериям.

Описание взаимодействий Э. ч., как уже отмечалось, связано с калибровочными теориями поля. Эти теории имеют развитый матем. аппарат, к-рый позволяет производить расчёты процессов с Э. ч. на том уровне строгости, что и в квантовой электродинамике. Однако в аппарате калибровочных теорий поля, в его совр. формулировке, присутствует один существ. изъян, общий с квантовой электродинамикой,— в процессе вычислений в нём появляются бессмысленные бесконечно большие выражения. С помощью спец. приёма переопределения наблюдаемых величин (масс и констант взаимодействия) — *перенормировки* — удаётся устранить бесконечности из окончат. результатов вычислений. Однако процедура перенормировки — чисто формальный обход трудности, существующей в аппарате теории, к-рая на каком-то уровне точности может сказаться на степени согласия предсказаний теории с измерениями.

Появление бесконечностей в вычислениях связано с тем, что в лагранжианах взаимодействий поля разных частиц отнесены к одной точке x, т. е. предполагается, что частицы точечные, а четырёхмерное пространство-время остаётся плоским вплоть до самых малых расстояний. В действительности указанные предположения, по-видимому, неверны по неск. причинам:

а) истинно Э. ч., как носителям конечной массы, естественней всего приписать, хоть и очень малые, но конечные размеры, если мы хотим избежать бесконечной плотности материи;

б) свойства пространства-времени на малых расстояниях, скорее всего, радикально отличны от его макроскопич. свойств (начиная с нек-рого характерного расстояния, к-рое обычно наз. *фундаментальной длиной*);

в) на самых малых расстояниях ($\sim 10^{-33}$ см) сказывается изменение геом. свойств пространства-времени за счёт влияния квантовых гравитац. эффектов (флуктуации метрики; см. *Квантовая теория гравитации*).

Возможно, эти причины тесно связаны между собой. Так, именно учёт гравитац. эффектов наиб. естественно приводит к размерам истинно Э. ч. порядка 10^{-33} см, а фундам. длина может фактически совпадать с т. н. *планковской длиной* $l_{\text{пл}} = \sqrt{\frac{h\varkappa}{c^3}} \approx 10^{-33}$ см, где $\varkappa$ — гравитац. постоянная (М. Марков, 1966). Любая из этих причин должна привести к модификации теории и устранению бесконечностей, хотя практическое выполнение этой модификации может оказаться очень сложным.

Одна из интересных возможностей последовательного учёта эффектов гравитации связана с распространением идей суперсимметрии на гравитац. взаимодействие (теория *супергравитации*, в особенности расширенной супергравитации). Совместный учёт гравитац. и других видов взаимодействий приводит к заметному сокращению числа расходящихся выражений в теории, но ведёт ли супергравитация к полной ликвидации расходимостей в расчётах, строго не доказано.

Т. о., логическим завершением идей Великого объединения, скорее всего, станет включение в общую схему рассмотрения взаимодействий Э. ч. также и гравитац. взаимодействия, учёт к-рого может оказаться принципиальным на самых малых расстояниях. Именно на базе одновременного учёта всех видов взаимодействий наиб. вероятно ожидать создания будущей теории Э. ч.

Лит.: Элементарные частицы и компенсирующие поля. Сб. ст., пер. с англ., М., 1964; Коккедэ Я., Теория кварков, пер. с англ., М., 1971; Марков М. А., О природе материи, М., 1976; Глэшоу Ш., Кварки с цветом и ароматом, пер. с англ., «УФН», 1976, т. 119, в. 4, с. 715; Бернстейн Дж., Спонтанное нарушение симметрии, калибровочные теории, механизм Хиггса и т. п., в кн.: Квантовая теория калибровочных полей. Сб. ст., пер. с англ., М., 1977 (Новости фундаментальной физики, в. 8); Боголюбов Н. Н., Ширков Д. В., Квантовые поля, 2 изд., М., 1993; Окунь Л. Б., Лептоны и кварки, 2 изд., М., 1990.

А. А. Комар.

ЭЛЕМЕНТА́РНЫЙ ЭЛЕКТРИ́ЧЕСКИЙ ЗАРЯ́Д (e) — наименьший электрич. заряд, положительный или отрицательный, равный величине заряда электрона: $e = 4{,}803250\,(21) \cdot 10^{-10}$ ед СГСЭ $= 1{,}6021892\,(46) \cdot 10^{-19}$ Кл. Почти все элементарные частицы обладают электрич. зарядом $+e$ или $-e$ (или не заряжены), исключение составляют нек-рые *резонансы* с зарядом, кратным e (напр., Δ^{++} с зарядом $2e$). Природа такого «квантования» электрич. заряда не ясна (об одном из возможных объяснений см. в ст. *Магнитный монополь*). В теории элементарных частиц предполагается, что кварки — элементарные составляющие адронов — обладают дробным электрич. зарядом, кратным $e/3$ (см. *Кварки*).

А. В. Ефремов.

ЭЛЕМЕ́НТЫ № 105—110 — сверхтяжёлые искусственно полученные радиоакт. хим. элементы. Элементы с ат. номером 104—110 наз. трансактиноидными. Элемент № 105 (нуклид с массовым числом $A = 261$, $T_{1/2} = 1{,}6$ с) получен в 1970 в Дубне группой Г. Н. Флёрова при бомбардировке ^{243}Am ионами ^{22}Ne; нуклид этого элемента с $A = 260$ получен в том же году в Беркли (США) группой А. Гиорсо (A. Ghiorso). В 1974 группа Флёрова сообщила о получении элемента № 106 ($A = 259$, $T_{1/2} = 7$ мс) методом «холодного слияния» ядер при бомбардировке ^{207}Pb и ^{208}Pb ускоренными тяжёлыми ионами ^{54}Cr. Этот метод использовался впоследствии для получения др. сверхтяжёлых ядер. Группа Гиорсо в 1974 также сообщила о синтезе ядер элемента № 106 ($A = 263$, $T_{1/2} = 0{,}9$ с). В 1981 в Дармштадте (ФРГ) получены доказательства образования ядер элемента № 107 ($A = 262$) при реакции холодного слияния ядер ^{209}Bi и ^{54}Cr, несколько ранее о получении нуклида ^{261}107 сообщила группа Флёрова. В 1984 одновременно в Дубне и Дармштадте получены сведения о синтезе элемента № 108 ($A = 265$). В 1987 в Дармштадте зарегистрированы первые атомы элемента № 109 ($A = 266$), а группа Ю. Ц. Оганесяна (Дубна) сообщила о синтезе элемента № 110 ($A = 272$).

Свойства элементов № 105—110 пока мало изучены. Предполагается, что внеш. электронные оболочки атомов этих элементов имеют такую же конфигурацию, что и атомы элементов 6-го периода (табл.). Свойства наиб. изученного элемента № 105 близки к свойствам ниобия, степень окисления его атомов +5. Обсуждается возможность релятивистских эффектов в атомах сверхтяжёлых элементов, связанных с релятивистскими скоростями наиб. близких к ядру электронов. Наличие релятивистских эффектов предположительно может сказываться на хим. свойствах атомов.

Элементы № 105—110

Атомный номер	Предполагаемая конфигурация $6d$ и $7s$ оболочек	Год открытия	Предполагаемое название		
			латинское	русское	символ
105	$6d^3 7s^2$	1970	Joliotium	Жолиотий	J
106	$6d^4 7s^2$	1974	Rutherfordium	Резерфордий	Rf
107	$6d^5 7s^2$	1981	Bohrium	Борий	Bh
108	$6d^6 7s^2$	1984	Hahnium	Ганий	Hn
109	$6d^8 7s^1$	1987	Meitnerium	Мейтнерий	Mt
110		1987	—	—	—

Достоверное открытие сверхтяжёлых элементов — длительный, сложный, не всегда однозначный процесс. Спец. комиссия, созданная Международным союзом чистой и прикладной физики (IUPAP) и Международным союзом чистой и прикладной химии (IUPAC), в 1991—93 опубликовала выводы о приоритетах открытия элементов № 101—109. Спец. международная комиссия в 1994 предложила названия новых элементов. Название элемента № 105

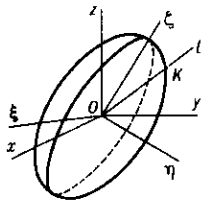
нильсборий отклонено, элементу № 104, ранее названному *курчатовием*, предложено название «дубний».

Лит.: «Pure and Appl. Chim.», 1991, v. 63, p. 879; 1993, v. 65, p. 1757; 1994, v. 66, p. 2419. *С. С. Бердоносов.*

ЭЛЛИПСО́ИД ИНЕ́РЦИИ — поверхность, характеризующая распределение *моментов инерции* тела относительно пучка осей, проходящих через фиксированную точку O. Строится Э. и. как геом. место концов отрезков $OK=1/\sqrt{I_l}$, отложенных вдоль Ol от точки O, где Ol — любая ось, проходящая через точку O; I_l — момент инерций тела относительно этой оси (рис.). Центр Э. и. совпадает с точкой O, а его ур-ние в произвольно проведённых координатных осях $Oxyz$ имеет вид

$$I_x x^2+I_y y^2+I_z z^2-2I_{xy}xy-2I_{yz}yz-2I_{zx}zx=1,$$

где I_x, I_y, I_z — осевые, а I_{xy}, I_{yz}, I_{zx} — центробежные моменты инерции тела относительно указанных координатных осей. В свою очередь, зная Э. и. для точки O, можно найти момент инерции относительно любой оси Ol, проходящей через эту точку, из равенства $I_l=1/R^2$, измерив в соответствующих единицах расстояние $R=OK$.



Для каждой связанной с телом точки можно построить свой Э. и. При этом Э. и., построенный для центра масс тела, наз. центральным Э. и. Главные оси Э. и. наз. главными осями инерции тела для данной точки, а главные оси центрального Э. и. — главными центральными осями инерции тела. Если в качестве координатных осей выбрать гл. оси инерции $O\xi\eta\zeta$, то все центробежные моменты инерции обратятся в нули и ур-ние Э. и. примет вид

$$I_\xi\xi^2+I_\eta\eta^2+I_\zeta\zeta^2=1.$$

С. М. Тарг.

ЭЛЛИПСОМЕ́ТРИЯ — метод неразрушающего измерения и контроля оптич. параметров веществ по поляризац. характеристикам отражённого (реже — проходящего) света. Поскольку наиб. общим случаем (полной) поляризации является эллиптическая, метод и называется Э.

Эллипсометрия отражения. Если на плоскую поверхность однородной изотропной (в общем случае поглощающей) среды падает линейно поляризованная плоская волна, имеющая электрич. вектор $\boldsymbol{E}$ (составляющая E_p лежит в плоскости падения, а перпендикулярная ей — E_s), то при зеркальном отражении возникает плоская волна $\boldsymbol{E}_r$ с компонентами

$$E_{pr}=R_pE_p=r_p\exp(i\delta_p)E_p;\quad E_{sr}=R_sE_s=r_s\exp(i\delta_s)E_p;$$
$$R_p/R_s=\operatorname{tg}\psi\exp i\Delta;\quad \Delta=\delta_p-\delta_s \qquad (1)$$

(см. *Отражение света*). В результате вектор $\boldsymbol{E}_r$ будет описывать эллипс, определяемый углами γ и χ (рис. 1):

$$\gamma=\pm\operatorname{arctg}(b/a), \qquad (2)$$

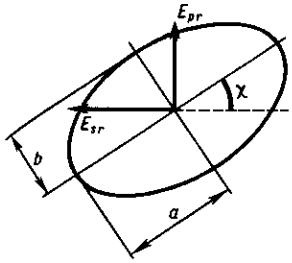


Рис. 1. Эллипс поляризации отражённой волны.

где γ — эллиптичность; χ — азимут эллипса; a, b — его полуоси. Эти параметры легко связать с параметрами (1) соотношениями

$$E_{sr}^2+E_{pr}^2=a^2+b^2;\quad E_{sr}^2-E_{pr}^2=(a^2-b^2)\cos 2\chi;$$
$$\pm E_{sr}E_{pr}\sin\Delta=ab;\quad 2E_{sr}E_{pr}\cos\Delta=(a^2-b^2)\sin 2\chi. \qquad (3)$$

Значения R_p и R_s определяются углом падения φ и оптич. свойствами (коэф. преломления n и показателем поглощения $\varkappa$ [1—4], см. также *Френеля формулы, Металлооптика*). Т. о., зная φ и измеряя γ и χ (или ψ и Δ), можно определить указанные оптич. свойства. [Знак «+» в (2) и (3) соответствует левому вращению, если смотреть навстречу лучу, знак «—» — правому.]

Анализ формул Френеля показывает, что фазовые характеристики отражённой световой волны чувствительнее к изменениям оптич. параметров, чем амплитудные, к тому же измерения фазовых характеристик могут быть проведены с большей точностью, чем амплитудных. Это обусловливает широкое применение Э. отражения. Для анизотропных сред необходимы измерения в неск. плоскостях падения. Для поглощающих кристаллов любых симметрий наиб. общий метод заключается в измерении на одном аншлифе параметров эллипсов при одном угле падения для трёх плоскостей падения и при другом для одной плоскости [5]. Более простые методы пригодны лишь для высоких симметрий без поглощения.

Если объект представляет собой плоский слой, толщина к-рого d сравнима с глубиной проникновения света, учитывают многократные отражения внутри слоя. Применяются расчёты по методам парциальных волн [2], образующих выходящую волну, или решения волнового ур-ния в данных граничных условиях [1]. Макроскопич. расчёт пригоден при $d\gg a$, где a — характерный микроскопич. размер среды, напр. постоянная решётки, длина пробега электрона и т. п. Для слоя с переменными по толщине параметрами макроскопич. расчёт был дан П. Друде (P. I. Drude, 1898), но лишь для $d\ll\lambda$. Знание двух параметров эллипса позволяет определить два параметра среды. В формулы, связывающие эллиптичность с оптич. параметрами слоя, входит его толщина; разработаны методики измерений и расчётов, позволяющие определить все три параметра. Так, напр., проводят измерения при двух определ. образом выбранных углах падения или при двух разл. иммерсиях и т. п.

Особенно подробно разработана Э. тонких слоёв на массивной подложке. Здесь γ и χ зависят от 7 переменных — n_1, n_2, $\varkappa_1$, $\varkappa_2$, φ, d, λ.

Для многослойных сред теория сложнее; в совр. Э. используется чаще всего *Джонса матричный метод* (рассеянием в системе обычно пренебрегают). Решение прямой задачи (вычисление параметров эллипса поляризации по параметрам среды) математически менее трудно, чем обратной (определение параметров среды по параметрам эллипса), к-рая обычно требует численных расчётов разл. методами [2, 4, 7]. Поэтому Э. получила особенное развитие после применения ЭВМ, решающих матем. проблемы.

Физ. проблема совр. Э. заключается в уточнении связи параметров поляризации со свойствами среды. Формулы Френеля получены из граничных условий на геом. плоскости, разделяющей однородные сплошные среды, и поэтому являются первым приближением. Микроскопич. расчёты показывают, что отражённая волна формируется в неск. приповерхностных молекулярных слоях и содержит информацию именно о них; связь с параметрами вещества в объёме должна устанавливаться теоретически (см. *Поверхность*). Так, при отражении от поверхности металла необходимо иметь в виду, что здесь имеется два физически выделенных поверхностных слоя: один обусловлен шириной потенциального барьера и областью пробега отражённых от него электронов, а другой — текстурой, возникшей при обработке поверхности. Второй может быть устранён спец. приёмами, напр. ионной бомбардировкой, электрополировкой и др.; связь свойств первого со свойствами в толще определяется уже теоретич. соображениями. Из формул Френеля следует, что линейно поляризованный свет, отражаясь от поверхности прозрачной среды, остаётся линейно поляризованным, однако сам факт дискретности структуры среды влечёт за собой возникновение нек-рой, очень небольшой ($b/a\sim10^{-5}$), эллиптичности. Теоретически и экспериментально [3] было показано, что на

поверхности чистой жидкости под вакуумом, т. е. находящейся в равновесии со своим паром, имеется моно- или бимолекулярный слой ориентированных молекул, что и создаёт эллиптичность ($b/a \sim 10^{-3}$). Для открытой поверхности на это указал ещё Р. Рэлей (R. Rayleigh, 1882) и А. Буэ (A. Bouhet, 1931). Теории возникновения эллиптичности для тонких слоёв металлов см. в [6]; для моно-, бимолекулярных и подобных им слоёв также разработаны нек-рые теоретич. подходы [2, 3, 7].

Преимуществом Э. отражения является возможность исследования именно поверхностных слоёв, недостатком — трудности неизбежно косвенного определения свойств в объёме.

Эллипсометры. Существует большое разнообразие их конструкций [2]. Источник света, как правило,— лазер, приёмник — фотоэлектрический. Принципиальная схема нек-рых вариантов дана на рис. 2. В одном из них падающий свет поляризован линейно (линейный поляризатор П), в отражённом луче эллиптически поляризованный свет *компенсатором оптическим* К превращается (подбором

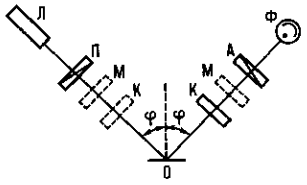


Рис. 2. Принципиальная схема эллипсометра: Л — лазер; Ф — фотоэлектрический приёмник света; П — поляризатор; А — анализатор; К — компенсатор; М — модулятор света.

ориентации и разности фаз компенсатора) в поляризованный линейно, азимут колебаний к-рого определяется линейным анализатором А по погашению сигнала в приёмнике. В др. варианте (пунктир) падающий свет поляризован эллиптически, а параметры эллипса устанавливаются так, чтобы после отражения поляризация была линейной и сигнал гасился А (нулевые схемы). В др. конструкциях в обоих вариантах добиваются в отражении циркулярной поляризации, получение к-рой устанавливается по неизменности сигнала при вращающемся анализаторе.

Обычно для повышения точности измерений используется модуляция света (напр., небольшим качанием плоскости поляризации) с помощью пьезооптич., электрооптич. или магнитооптич. *модуляторов света*.

Иногда параметры эллипса меняют изменением угла падения. Часто в приборах предусматривается сканирование по длинам волн. В 90-х гг. разработаны нелинейные эллипсометры, в к-рых мощная накачка создаёт в среде нелинейные эффекты, а слабый пробный луч используется для эллипсометрич. измерений.

Методы отражат. Э. применяются для исследования веществ с большим поглощением (металлы, полупроводники), ибо исследования в таких слоях, к-рые ещё дают пропускание (для металлов — 10—50 нм), в силу структурных особенностей таких слоёв не дают сведений о свойствах в объёме. Особенно широко исследуются тонкие слои — эпитаксиальные слои, слои окислов, адсорбционные и адгезионные, слои, создаваемые ионной имплантацией, всякого рода металлич. и диэлектрич. покрытия и т. д. Разработаны методы исследования кинетики роста слоёв и плёнок; Э. даёт возможность контроля непосредственно в течение процесса.

Э. пропускания основана на тех же принципах — измерении параметров эллипса прошедшего через вещество света (при полной поляризации). В Э. пропускания практически не выделяется влияние поверхностных слоёв на фоне влияния основной толщи; она применяется для измерения оптич. параметров слабо поглощающих кристаллов, для измерения естеств. и магн. *вращения плоскости поляризации*, естеств. и магн. кругового *дихроизма*, поскольку для этих параметров теория отражения слабо разработана и трудна для вычислений, и измерения по отражению дают малую точность. Для таких измерений чаще используются *поляриметры* и *рефрактометры*. Приборы для Э. пропускания чаще наз. кристаллорефрактометрами, дихрографами и др. Существует термин «Э. рассеяния» — измерение частичной поляризации света при прохождении мутных сред, аэрозолей, коллоидов — однако он малоупотребителен.

Лит.: 1) Борн М., Вольф Э., Основы оптики, 2 изд., М., 1973; 2) Аззам Р., Башара Н., Эллипсометрия и поляризованный свет, пер. с англ., М., 1981; 3) Кизель В. А., Отражение света, М., 1973; 4) Горшков М. М., Эллипсометрия, М., 1974; 5) Федоров Ф. И., Оптика анизотропных сред, Минск, 1958; 6) Розенберг Г. В., Оптика тонкослойных покрытий, М., 1958; 7) Основы эллипсометрии, Новосиб., 1979; 8) Rotter L., Kaeser D., Polarometry of inhomogeneous films of anisotropic crystallites: birefringence in $BaTiO_3$ thin films, «J. Opt. Soc. Amer.», 1995, v. 12, № 5, p. 999.

В. А. Кизель.

ЭЛЛИПТИ́ЧЕСКИЕ ФУ́НКЦИИ — функции, связанные с обращением *эллиптических интегралов* (более строгое определение см. ниже). Подобно тому как простейшая тригонометрич. ф-ция $u = \sin x$ является обратной по отношению к интегралу

$$x = \int_0^u \frac{d\tau}{\sqrt{1-\tau^2}},$$

так одна из Э. ф. Якоби $u = \mathrm{sn}(x; k) = \mathrm{sn}\, x$ является обратной по отношению к эллиптич. интегралу I рода

$$x = \int_0^u \frac{d\tau}{\sqrt{(1-\tau^2)(1-k^2\tau^2)}} \qquad (1)$$

(k — постоянная, наз. модулем). Чтобы определить остальные Э. ф. Якоби, заменяют в (1) τ на $\sin\alpha$ и получают

$$x = \int_0^\varphi \frac{d\alpha}{\sqrt{1-k^2\sin^2\alpha}} \quad (\sin\varphi = u).$$

Ф-ция, обратная x, наз. амплитудой и обозначается $\varphi = \mathrm{am}\, x$ (она не является Э. ф.); через неё $\mathrm{sn}\, x$ выражается так:

$$\mathrm{sn}\, x = \sin\varphi = \sin\mathrm{am}\, x$$

и потому наз. синусом амплитуды или эллиптическим синусом. Две другие Э. ф. Якоби — косинус амплитуды (или эллиптич. косинус) и дельта амплитуды:

$$\mathrm{cn}\, x = \cos\varphi = \cos\mathrm{am}\, x,$$

$$\mathrm{dn}\, x = \sqrt{1-k^2\sin^2\varphi} = \Delta\mathrm{am}\, x.$$

Все эти ф-ции были введены и изучены Н. Абелем (N. Abel, 1827) и К. Якоби (C. Jacobi, 1829). Ф-ции $\mathrm{sn}\, x$, $\mathrm{cn}\, x$, $\mathrm{dn}\, x$ связаны двумя алгебраич. соотношениями:

$$\mathrm{sn}^2 x + \mathrm{cn}^2 x = 1,$$

$$k^2\,\mathrm{sn}^2 x + \mathrm{dn}^2 x = 1.$$

На рис. 1 представлен вид графиков Э. ф. Якоби для вещественного x (при условии $0 < k < 1$); здесь

$$K = \int_0^1 \frac{d\tau}{\sqrt{(1-\tau^2)(1-k^2\tau^2)}}$$

— полный эллиптич. интеграл 1 рода и $4K$ — основной период Э. ф. $\mathrm{sn}\, x$. В отличие от одноперио дич. ф-ции $\sin x$,

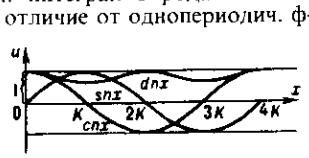


Рис. 1.

ф-ция $\operatorname{sn} x$ — двоякопериодическая. Её второй основной период равен $2iK'$, где

$$K'=\int_0^1 \frac{d\tau}{\sqrt{(1-\tau^2)[1-(k'\tau)^2]}}$$

и $k'=\sqrt{1-k^2}$ — дополнит. модуль.

Э. ф. Вейерштрасса (пэ-функция) $u=\Upsilon(x)$ может быть определена как обратная интегралу

$$x=\int_\infty^u \frac{d\tau}{\sqrt{4\tau^3-g_2\tau-g_3}} \qquad (2)$$

(g_2 и g_3 наз. инвариантами). При этом предполагается, что нули e_1, e_2 и e_3 многочлена $4\tau^3-g_2\tau-g_3$ различны между собой [в противном случае интеграл (2) выражался бы через элементарные ф-ции]. Если, в частности, числа e_1, e_2, e_3 вещественны и различны [это будет при условии, что g_2 и g_3 — вещественные числа и $\Delta=(1/16)(g_2^3-27g_3^2)>0$], причём $e_1>e_2>e_3$, то

$$2\omega_1=\int_{e_1}^{\infty} \frac{d\tau}{\sqrt{(\tau-e_1)(\tau-e_2)(\tau-e_3)}}$$

и

$$2\omega_3=i\int_{-\infty}^{e_3} \frac{d\tau}{\sqrt{(e_1-\tau)(e_2-\tau)(e_3-\tau)}}$$

будут основными периодами Э. ф. $\Upsilon(z)$. Эта ф-ция принимает тогда действительные значения не только при $z=x$, но и при $z=\omega_1+iy$, $z=x+i\omega_3$ и $z=iy$; на рис. 2 представлены соответствующие графики. Если z описывает прямоугольник $0<x<\omega_1$, $0<y<\omega_3/i$, то $w=\Upsilon(z)$ описывает нижнюю полуплоскость, причём соответствие между z и w является взаимно однозначным и конформным. С $\operatorname{sn}(z;\ k)$ ф-ция $\Upsilon(z)$ связана зависимостью

$$\frac{\sqrt{e_1-e_3}}{\sqrt{\Upsilon(z)-e_3}}=\operatorname{sn}\left(\sqrt{e_1-e_3};\ \sqrt{\frac{e_2-e_3}{e_1-e_3}}\right).$$

Общие свойства эллиптич. функций. Э. ф.— любая мероморфная (см. в ст. *Аналитическая функция*) двоякопериодич. ф-ция $f(z)$. Пусть $2\omega_1$ и $2\omega_3$ (отношение $\omega_3:\omega_1$ мнимое) — основные периоды ф-ции $f(z)$, тогда $f(z+2\omega_1 m+2\omega_3 n)=f(z)$ при $m,\ n=0,\ \pm1,\ \pm2,\ \ldots$. В силу этого достаточно изучить $f(z)$ в каком-либо параллелограмме её периодов $\boldsymbol{P}$ (рис. 3); к $\boldsymbol{P}$ кроме его внутр. точек причисляются точки сторон OA и OB,

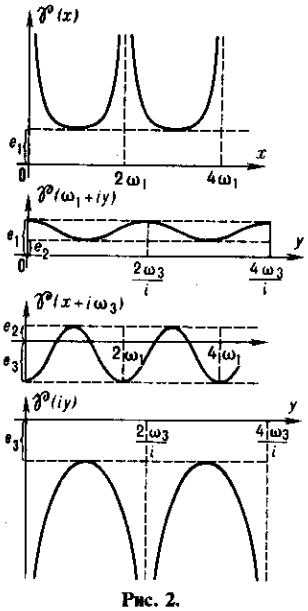


Рис. 2.

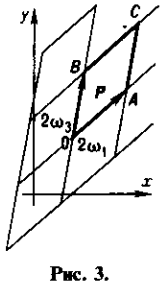


Рис. 3.

исключая вершины A и B. Имеют место след. теоремы Лиувилля: сумма, разность, произведение и частное Э. ф. есть Э. ф.; производная Э. ф. есть Э. ф.; если Э. ф. $\not\equiv$ const, то число N полюсов в $\boldsymbol{P}$ (с учётом кратности полюсов) $\geqslant 2$; ур-ние $f(z)=a$ при любом a имеет N корней в $\boldsymbol{P}$; суммы корней для двух разных a могут различаться только на нек-рый период $\Omega=2\omega_1 m+2n\omega_3$. Построим функции:

$$\sigma(z)=z\prod{}'\left(1-\frac{z}{\Omega}\right)\exp\left(\frac{z}{\Omega}+\frac{z^2}{2\Omega^2}\right),$$

$$\zeta(z)=\frac{\sigma'(z)}{\sigma(z)}=\frac{1}{z}+\sum{}'\left(\frac{1}{z-\Omega}+\frac{1}{\Omega}+\frac{z}{\Omega^2}\right),$$

$$\Upsilon(z)=-\zeta'(z)=\frac{1}{z^2}+\sum{}'\left[\frac{1}{(z-\Omega)^2}-\frac{1}{\Omega^2}\right],$$

где $\prod'$ и $\sum'$ — знаки произведения и суммы, распространённые на все периоды $\Omega\neq0$. Функция $\sigma(z)$ — простейшая целая функция, имеющая нули 1-го порядка во всех точках Ω (т. н. сигма-функция), $\zeta(z)$ и $\Upsilon(z)$ — простейшие мероморфные функции, имеющие полюсы в Ω соответственно 1-го и 2-го порядков. Пусть $\alpha_1,\ \ldots,\ \alpha_N$ и $\beta_1,\ \ldots,\ \beta_N$ — нули и полюсы Э. ф. $f(z)$, принадлежащие $\boldsymbol{P}$ (кратные нули и полюсы выписываются столько раз, какова их кратность), тогда $f(z)$ имеет вид

$$f(z)=C_0\frac{\sigma(z-\alpha_1)\ \ldots\ \sigma(z-\alpha_N)}{\sigma(z-\beta_1)\ \ldots\ \sigma(z-\beta'_N)}, \qquad (3)$$

где C_0 постоянная и $\beta'_N=(\alpha_1+\ldots+\alpha_N)-(\beta_1+\ldots+\beta_{N-1})$. Если $b_1,\ \ldots,\ b_n$ — различные между собой полюсы $f(z)$ и $\varkappa_1,\ \ldots,\ \varkappa_n$ — их порядки ($\varkappa_1+\ldots+\varkappa_n=N$), причём главная часть разложения $f(z)$ в окрестности b_k есть

$$\frac{A^{(k)}}{z-b_k}+\ldots+\frac{A^{(k)}}{(z-b_k)^{\varkappa_k}},$$

то

$$f(z)=C+\sum_{k=1}^{n}\left\{A^{(k)}\zeta(z-b_k)-\frac{A_2^{(k)}}{2!}\zeta'(z-b_k)+\right.$$
$$\left.+\ldots+(-1)^{\varkappa_k-1}\frac{A_{\varkappa_k}^{(k)}}{(\varkappa_k-1)!}\zeta^{\varkappa_k-1}(z-b_k)\right\}, \qquad (4)$$

где C — постоянная; формулы (3) и (4), принадлежащие К. Вейерштрассу (K. Weierstraß), аналогичны формулам, представляющим рациональную функцию в виде частного двух произведений линейных множителей (многочленов) либо в виде суммы простейших дробей; на них основывается вся теория Э. ф.

К идее обращения эллиптич. интегралов впервые пришёл К. Гаусс (C. Gauss), получивший мн. результаты теории Э. ф. ещё в кон. 18 в. (1797 и последующие годы), но не публиковавший их. Фактически основателями Э. ф. являются Абель и Якоби. Последний дал развёрнутое изложение теории Э. ф., названных его именем (они были введены Абелем). В 1847 Ж. Лиувилль (J. Liouville) опубликовал изложение основ теории Э. ф., рассматриваемых как мероморфные двоякопериодич. функции; это изложение — пример применения к теории Э. ф. начал теории аналитич. функций комплексного переменного, развитых О. Коши (A. Cauchy).

Вейерштрасс пришёл к своим функциям $\sigma(z)$, $\zeta(z)$, $\Upsilon(z)$, по-видимому, ещё в 40-х гг. 19 в. [аналогичные функции встречаются в работах Ф. Эйзенштейна (F. Eisenstein, 1847) и др. учёных]. Краткое изложение теории Э. ф. в обозначениях Вейерштрасса было опубликовано Г. Шварцем (H. Schwartz, 1883—84). Необходимо также отметить работы Ш. Эрмита (Ch. Hermit), получившего с помощью Э. ф. решение общего алгебраич. уравнения 5-й степени.

Лит.: Ахиезер Н. И., Элементы теории эллиптических функций, 2 изд., М., 1970; Гурвиц А., Курант Р., Теория функций, пер. с нем., М., 1968.

А. И. Маркушевич.

ЭЛЛИПТИ́ЧЕСКИЙ ИНТЕГРА́Л — интеграл от алгебраической функции I рода, т. е. интеграл вида

$$\int_{z_0}^{z_1} R(z, w)\,dz, \qquad (1)$$

где $R(z, w)$ — рациональная функция от переменных z и w, связанных алгебраич. уравнением

$$w^2 = f(z) \equiv a_0 z^4 + a_1 z^3 + a_2 z^2 + a_3 z + a_4, \qquad (2)$$

в к-ром $f(z)$ — многочлен 3-й или 4-й степени без кратных корней. При этом обычно подразумевается, что интеграл (1) нельзя выразить через одни только элементарные функции. В том случае, когда такое выражение возможно, интеграл (1) наз. псевдоэллиптич. интегралом.

Название «Э. и.» связано с тем, что они впервые появились при спрямлении дуги эллипса и других кривых 2-го порядка в работах кон. 17 — нач. 18 вв. Я. Бернулли (J. Bernoulli), И. Бернулли (J. Bernoulli), Дж. К. Фаньяно деи Тоски (G. C. Fagnano dei Toschi), Л. Эйлер (L. Euler) заложили основы теории Э. и. и *эллиптических функций*, возникающих при обращении эллиптич. интегралов.

Любой Э. и. можно выразить в виде суммы элементарных функций и линейных комбинаций канонических Э. и. I, II и III рода. Последние записываются, напр., след. образом:

$$I_1 = \int \frac{dz}{w}, \quad I_2 = \int \frac{z\,dz}{w}, \quad I_3 = \int \frac{dz}{(z-c)w},$$

где c — параметр Э. и. III рода.

Дифференциал I рода dz/w конечен всюду на римановой поверхности F, соответствующей (2), дифференциалы II и III рода имеют соответственно особенность типа полюса с нулевым вычетом или простого полюса. Рассматриваемые как ф-ции верхнего предела интегрирования при фиксированном нижнем пределе, все три Э. и. на F многозначны.

Подвергая переменную z нек-рым преобразованиям, можно привести ф-цию w и основные Э. и. к нормальным формам.

В приложениях чаще всего встречается нормальная форма Лежандра. При этом

$$w^2 = (1 - z^2)(1 - k^2 z^2),$$

где k наз. модулем Э. и., k^2 иногда наз. лежандровым модулем, $k' = \sqrt{1 - k^2}$ — дополнительным модулем. Обычно имеет место нормальный случай, когда $0 < k < 1$, а $z = x = \sin t$ — вещественная переменная. Э. и. I рода в нормальной форме Лежандра имеет вид

$$u = \int_0^z \frac{dx}{\sqrt{(1-x^2)(1-k^2x^2)}} = \int_0^{\varphi} \frac{dt}{\sqrt{1 - k^2 \sin^2 t}} = F(\varphi, k)$$

и наз. также неполным Э. и. I рода; $\varphi = \operatorname{am} u$ наз. амплитудой Э. и. I рода. Амплитуда есть бесконечнозначная ф-ция от u. Обращение нормального интеграла I рода приводит к эллиптич. ф-ции Якоби.

Нормальный интеграл II рода в нормальной форме Лежандра имеет вид

$$\int_0^z \frac{\sqrt{1-k^2z^2}}{\sqrt{1-x^2}}\,dx = \int_0^{\varphi} \sqrt{1 - k^2 \sin^2 t}\,dt = E(\varphi, k) = E(u);$$

он наз. также неполным Э. и. II рода.

Интегралы

$$F\left(\frac{\pi}{2}, k\right) = K(k) = K, \qquad F\left(\frac{\pi}{2}, k'\right) = K'(k) = K',$$

$$E\left(\frac{\pi}{2}, k\right) = E(k) = E, \qquad E\left(\frac{\pi}{2}, k'\right) = E(k') = E'$$

наз. полными Э. и. соответственно I и II рода. Лежандровы интегралы I рода имеют периоды $4K$ и $2iK'$, II рода — периоды $4E$ и $2i(K' - E')$.

Нормальный интеграл III рода в нормальной форме Лежандра имеет вид

$$\int_0^z \frac{dx}{(1-n^2x^2)\sqrt{(1-x^2)(1-k^2x^2)}} = \int_0^{\varphi} \frac{dt}{(1-n^2\sin^2 t)\sqrt{1-k^2\sin^2 t}} =$$

$$= \Pi(\varphi; n^2, k) = \Pi(u; n^2),$$

где n^2 — параметр (чаще всего $-\infty < n^2 < \infty$). При $-\infty < u^2 < 0$ или $k^2 < u^2 < 1$ он наз. циркулярным интегралом, а при $0 < n^2 < k^2$ или $1 < n^2$ — гиперболическим интегралом.

Наряду с эллиптич. ф-циями Э. и. находят многочисленные и важные применения в разл. вопросах анализа и геометрии, физики, в частности механики, астрономии и геодезии. Составлены таблицы Э. и., подробные руководства по теории Э. и. и эллиптич. ф-ций, а также сводки формул.

Лит.: Беляков В. М., Кравцова Р. И., Раппопорт М. Г., Таблицы эллиптических интегралов, т. 1—2, М., 1962—63; Янке Е., Эмде Ф., Леш Ф., Специальные функции. Формулы, графики, таблицы, пер. с нем., 3 изд., М., 1977. *Е. Д. Соломенцев.*

ЭМИССИО́ННАЯ СПЕКТРОСКОПИ́Я — методы оптич. спектроскопии (обычно атомной) на основе изучения спектров испускания. Возбуждение атомов происходит в пламени, дуговом или искровом разрядах, лазерным излучением. Э. с. — основа эмиссионного *спектрального анализа.*

ЭМИССИО́ННЫЙ АНА́ЛИЗ — см. в ст. *Спектральный анализ.*

ЭМИ́ССИЯ акустическая — излучение *упругих волн*, возникающее в процессе перестройки внутренней структуры твёрдых тел. Э. появляется при пластич. деформации твёрдых материалов, при возникновении и развитии в них дефектов, напр. при образовании трещин, при фазовых превращениях, связанных с изменением кристаллич. решётки, а также при резании твёрдых материалов. Физ. механизмом, объясняющим ряд особенностей Э., является движение в веществе *дислокаций* и их скоплений. Неравномерность, прерывистость дислокационных процессов, связанных с отрывом дислокаций от точек закрепления, торможением их у препятствий, возникновением и уничтожением отд. дислокаций, является причиной, обусловливающей излучение волн напряжения, т. е. Э. Соответственно акустич. Э. имеет «взрывной», импульсный характер; длительность импульса может составлять 10^{-8}—10^{-4} с, энергия отд. импульса — от 10^{-9} до 10^{-5} Дж.

Сигналы акустич. Э. проявляются в виде колебаний поверхности образца, смещение при к-рых составляет 10^{-14} — 10^{-7} м; иногда эти сигналы достаточно сильны и могут восприниматься на слух. Распространяясь от источника к поверхности образца, сигнал Э. претерпевает существенное искажение вследствие дисперсии скорости звука, трансформации типа и формы волны при отражении, затухания звука и др. Если время затухания сигнала и время переходных процессов в образце меньше промежутка времени между излучаемыми импульсами, Э. воспринимается в виде последовательности импульсов и наз. дискретной или импульсной. Если же интервал между отд. актами излучения меньше времени затухания, Э. имеет характер непрерывного излучения, в подавляющем большинстве случаев нестационарного, и наз. непрерывной или сплошной. Дискретная Э. имеет место, напр., при образовании трещин, непрерывная — в процессе резания. Частотный спектр Э. весьма широк: он простирается от области слышимых частот до десятков и сотен МГц.

Э. используются для получения информации о процессах, происходящих внутри вещества, для неразрушающих испытаний материалов, и в частности для обнаружения дефектов в деталях и конструкциях.

И. П. Голямина, Г. И. Эскин.

ЭМИТТА́НС — количественная характеристика качества пучка, равная его фазовому объёму, т. е. объёму, заключённому внутри поверхности, ограничивающей изображения частиц пучка в фазовом пространстве.

При рассмотрении движения пучка по одной координате Э. — двумерный, по двум координатам (обычно поперечным) — четырёхмерный, по трём координатам — шестимерный. При изучении поперечного движения обычно вместо фазового пространства рассматривают пространство координат и соответствующих углов наклона траектории. Для фазовых объёмов сложной формы вводят эффективный Э. пучка, равный площади наим. эллипса (или объёму эллипсоида), в к-рый вписывается Э. пучка. Подробнее см. ст. *Фокусировка частиц в ускорителе* и лит. при ней.

Лит.: Лоусон Дж., Физика пучков заряженных частиц, пер. с англ., М., 1980.

ЭНАНТИОМЕ́РЫ — то же, что *оптические изомеры*.

ЭНАНТИОМОРФИ́ЗМ (от греч. enantios — находящийся напротив, противоположный, и morphē — форма) — способность кристаллов существовать в 2 зеркально-изомерных (энантиоморфных) формах. Классич. пример энантиоморфного кристалла — кварц, образующий правые и левые двойники, формы к-рых соотносятся как зеркальные отражения одна другой (см. *Двойникование*). При этом обе формы обладают *оптической активностью* (гиротропны), но правый кристалл вращает плоскость поляризации света, распространяющегося вдоль оптич. оси, по левому винту, т. е., по определению, вправо, а левый — на тот же угол по правому винту (влево). Однако условия существования Э. не полностью совпадают с условиями существования оптич. активности. Для Э. требуется, чтобы у кристалла отсутствовали не только центр симметрии, но и плоскости симметрии (см. *Симметрия кристаллов*). Оптич. активность возможна и при наличии плоскостей симметрии или зеркально-поворотной оси. Э. обладают кристаллы 11 *точечных групп симметрии* (классов): 1, 2, 222, 4, 422, 3, 32, 6, 622, 23 и 432, а оптич. активностью, кроме названных, также классы m, $mm2$, $\bar{4}$ и $\bar{4}2m$ (ещё 3 класса — $3m$, $4mm$ и $6mm$ — являются слабогиротропными).

Э. имеет трансформационные свойства псевдоскаляра, то есть однокомпонентной величины, сохраняющей численное значение при любых преобразованиях симметрии, но при отражении в плоскости, инверсии, зеркальном или инверсионном повороте изменяющей знак. Предельная группа симметрии псевдоскаляра — группа вращений $\infty\infty$. Из 4 нецентросимметричных предельных групп Э. допускают три: $\infty\infty$, $\infty 2$ и ∞.

Подобно кристаллам, в энантиоморфных формах могут существовать молекулы ряда органич. веществ (т. н. энантиомеры или хиральные молекулы). Явление Э. в применении к молекулам наз. зеркальной или оптич. изомерией (см. *Изомерия молекул*). Растворы правых и левых оптич. изомеров оптически активны и вращают плоскость поляризации света в разные стороны, а взятые в равных количествах и смеси (рацематы) оптич. активностью не обладают. Э. характерен для многих биол. молекул и объектов (напр., аминокислот), причём в живой природе кол-во правых и левых форм, как правило, встречается с разл. вероятностью. Оптич. активность — наиболее удобный способ идентификации энантиоморфов (изомеров). См. также *Оптически активные вещества*.

Лит.: Багавантам С., Венкатарайуду Т., Теория групп и ее применение к физическим проблемам, пер. с англ., М., 1959, с. 232; Сиротин Ю. И., Шаскольская М. П., Основы кристаллофизики, 2 изд., М., 1979. *Н. Р. Иванов.*

ЭНЕРГЕТИ́ЧЕСКАЯ ЗО́НА — квазинепрерывная совокупность одночастичных состояний в энергетич. спектре конденсированной среды (в частности, твёрдого тела). Возникновение зон можно объяснить, рассматривая либо движение частицы в периодич. поле (приближение слабой связи), либо модификацию энергетич. уровней атомов при их сближении (приближение сильной связи, см. *Зонная теория*). Простейший вариант объяснения состоит в том, что при сближении N одинаковых атомов происходит расщепление каждого уровня на N подуровней вследствие перекрытия электронных оболочек атомов. Если число N очень велико ($N\to\infty$), то расстояния между подуровнями стремятся к 0. Это и означает возникновение Э. з. При введении в кристалл примесных атомов (концентрация к-рых такова, что возможно перекрытие их электронных оболочек) могут возникать новые Э. з. (примесные зоны). В условиях, когда на движение электрона оказывают влияние его границы (плёнки) или внеш. поля, Э. з. расщепляются на ряд подзон (подзоны Ландау в квантующем магн. поле, минизоны в *сверхрешётках* и т. п.). Стационарное состояние электрона в конденсиров. среде характеризуется номером Э. з., в к-рой он находится, и квантовым числом, определяющим положение электрона в этой зоне (напр., в кристалле — *квазиимпульсом*).

Лит. см. при ст. *Зонная теория*. *Э. М. Эпштейн.*

ЭНЕРГЕТИ́ЧЕСКАЯ ОСВЕЩЁННОСТЬ (облучённость) — поверхностная плотность лучистого потока; равна отношению *потока излучения* к площади облучаемой поверхности. Единица измерения Э. о. — Вт/м^2. В системе *световых величин* аналогом Э. о. является *освещённость*.

ЭНЕРГЕТИ́ЧЕСКАЯ СИ́ЛА СВЕ́ТА (сила излучения) — равна отношению *потока излучения*, распространяющегося от источника внутри нек-рого телесного угла, к величине этого телесного угла. Единица измерения Э. с. с. — Вт/ср. В системе *световых величин* аналогом Э. с. с. является *сила света*.

ЭНЕРГЕТИ́ЧЕСКАЯ ЭКСПОЗИ́ЦИЯ (количество облучения, доза H_e) — отношение энергии dQ_e падающего на элемент поверхности излучения к площади dA этого элемента. Эквивалентное определение: Э. э. есть произведение энергетической освещённости E_e на длительность облучения dt. $H_e = dQ_e/dA = \int E_e\,dt$. Единица измерения Э. э. — Дж·м$^{-2}$. В системе *световых величин* аналогичная Э. э. величина наз. *экспозицией*. Понятием Э. э. широко пользуются также при работе с корпускулярным излучением.

Д. Н. Лазарев.

ЭНЕРГЕТИ́ЧЕСКИЕ ФОТОМЕТРИ́ЧЕСКИЕ ВЕЛИЧИ́НЫ — величины, характеризующие энергетич. параметры *оптического излучения* безотносительно к его действию на приёмники излучения. В таблице приведены

Энергетические фотометрические величины (в скобках синонимы и пояснения)	Единицы измерения
Энергия излучения (лучистая энергия)	Дж
Поток излучения (лучистый поток)	Вт
Сила излучения (энергетическая сила света)	Вт·ср$^{-1}$
Энергетическая яркость	Вт·ср$^{-1}$·м$^{-2}$
Энергетическая освещённость (облучённость)	Вт·м$^{-2}$
Энергетическая светимость (излучательность)	Вт·м$^{-2}$
Энергетическая экспозиция	Дж·м$^{-2}$
Энергетическое освечивание (интеграл от энергетической силы света по времени в пределах рассматриваемого интервала времени)	Дж·ср$^{-1}$
Спектральная плотность энергетической фотометрической величины (производная этой величины по длине волны или др. спектральной координате)	

наиб. употребительные Э. ф. в. и единицы их измерения. Соотношения между Э. ф. в. те же, что и между соответствующими *световыми величинами*.

Д. Н. Лазарев.

ЭНЕРГЕТИ́ЧЕСКИЙ ФА́КТОР — характеристика *спектрального прибора* $Q = M\sqrt{\Delta f}/(\Delta\lambda)^2$, где $\Delta\lambda$ — выделяемый интервал длин волн; Δf — полоса частот приёмно-регистрирующей системы; M — отношение сигнала к шуму, соответствующее данным значениям $\Delta\lambda$ и Δf. См. *Спектрометрия*.

ЭНЕ́РГИИ СОХРАНЕ́НИЯ ЗАКО́Н — один из наиб. фундам. законов природы, согласно к-рому важнейшая физ. величина — *энергия* сохраняется в изолиров. системе.

В изолиров. системе энергия может переходить из одной формы в другую, но её кол-во остаётся постоянным. Если система не изолирована, то её энергия может изменяться либо при одноврем. изменении энергии окружающих тел на такую же величину, либо за счёт изменения энергии взаимодействия тела с окружающими телами. При переходе системы из одного состояния в другое изменение энергии не зависит от того, каким способом (в результате каких взаимодействий) происходит переход, т. е. энергия — однозначная ф-ция состояния системы.

Э. с. з. является строгим законом природы, справедливым для всех известных взаимодействий, он связан с однородностью времени, т. е. с тем фактом, что все моменты времени эквивалентны и физ. законы не меняются со временем (см. *Симметрия* в физике). Э. с. з. для механич. процессов установлен Г. В. Лейбницем (G. W. Leibniz, 1686), для немеханич. явлений — Ю. Р. Майером (J. R. Mayer, 1845), Дж. П. Джоулем (J. P. Joule, 1843—50) и Г. Л. Гельмгольцем (H. L. Helmholtz, 1847). В термодинамике Э. с. з. наз. *первым началом термодинамики*.

До создания А. Эйнштейном спец. теории относительности (1905) законы сохранения *массы* и энергии существовали как два независимых закона. В теории относительности они были слиты воедино (см. также *Сохранения законы*).

Лит.: Гельмгольц Г., О сохранении силы, пер. с нем., 2 изд., М.—Л., 1934; Майер Р., Закон сохранения и превращения энергии. Четыре исследования. 1841—1851, М.—Л., 1933; Планк М., Принцип сохранения энергии, пер. с нем., М.—Л., 1938; Лауэ М., История физики, пер. с нем., М., 1956; Вигнер Е., Этюды о симметрии, пер. с англ., М., 1971. *Г. Я. Мякишев.*

ЭНЕ́РГИЯ (от греч. enérgeia — действие, деятельность) — общая количеств. мера движения и взаимодействия всех видов материи. Э. не возникает из ничего и не исчезает, она может только переходить из одной формы в другую *(энергии сохранения закон)*. Понятие Э. связывает воедино все явления природы.

В соответствии с разл. формами движения материи рассматривают разные виды Э.: механическую, внутреннюю, электромагнитную, химическую, ядерную и пр. Это деление до известной степени условно. Так, хим. Э. складывается из кинетич. Э. движения электронов и электрич. Э. их взаимодействия друг с другом и с атомными ядрами. Внутр. Э. равна сумме кинетич. Э. хаотич. движения молекул относительно центра масс тел и потенциальной Э. взаимодействия молекул друг с другом. Э. системы однозначно зависит от параметров, характеризующих состояние системы. В случае непрерывной среды или поля вводятся понятия плотности Э., т. е. Э. в единице объёма, и плотности потока Э., равной произведению плотности Э. на скорость её перемещения.

Относительности теория показала, что Э. тела $\mathscr{E}$ неразрывно связана с его массой m соотношением $\mathscr{E}=mc^2$. Любое тело обладает Э.; если масса покоящегося тела m_0, то его Э. покоя $\mathscr{E}_0=m_0c^2$; эта Э. может переходить в др. виды Э. при превращениях частиц (в распадах, ядерных реакциях и т. п.).

Согласно классич. физике, Э. любой системы меняется непрерывно и может принимать любые значения. Квантовая теория утверждает, что Э. микрочастиц, движение к-рых происходит в ограниченном объёме пространства (напр., электронов в атоме), принимает дискретный ряд значений. Так, атомы испускают электромагн. Э. в виде дискретных порций — световых квантов, или фотонов.

Э. измеряется в тех же единицах, что и работа: в системе СГС — в *эргах* (Э), в СИ — в *джоулях* (Дж); в атомной и ядерной физике и физике элементарных частиц обычно применяется внесистемная единица — *электронвольт* (эВ).

Лит. см. при ст. *Энергии сохранения закон*. *Г. Я. Мякишев.*

ЭНЕ́РГИЯ ЗВУКОВО́Й ВОЛНЫ́ — добавочная энергия среды, обусловленная наличием звуковых волн. Э. з. в. единицы объёма среды наз. плотностью звуковой энергии $\mathscr{E}$ и равна

$$\mathscr{E}=\frac{\rho v^2}{2}+\frac{\beta p^2}{2},$$

где первый член — плотность кинетич. энергии $\mathscr{E}_{\text{кин}}$, а второй — плотность потенциальной энергии $\mathscr{E}_{\text{пот}}$; ρ — плотность среды; $\beta=1/\rho c^2$ — сжимаемость среды, c — скорость звука; v — колебательная скорость частиц; p — звуковое давление. Для плоской бегущей волны $\mathscr{E}_{\text{кин}}=\mathscr{E}_{\text{пот}}$ и плотность полной энергии $\mathscr{E}=\rho v^2=\beta p^2$. В произвольной волне такое же выражение имеет место для среднего по времени значения плотности полной звуковой энергии.

Плотность звуковой энергии в системе единиц СИ измеряется в Дж/м^3, в системе СГС — в эрг/см^3; 1 эрг/см$^3=10^{-1}$ Дж/м^3. Для гармонич. плоской бегущей звуковой волны средняя по времени плотность энергии равна $\bar{\mathscr{E}}=(1/2)\rho v_0^2=(1/2)\beta p_0^2$, где v_0 и p_0 — амплитуды колебательной скорости и давления.

В стоячей волне в отличие от бегущей средние по времени значения кинетич. и потенциальной энергий не равны друг другу в каждой точке:

$$\bar{\mathscr{E}}_{\text{кин}}=\frac{1}{8}\beta p_0^2(1-\cos 2kx),$$

$$\bar{\mathscr{E}}_{\text{пот}}=\frac{1}{8}\beta p_0^2(1+\cos 2kx),$$

где k — волновое число, а координата x отсчитывается от пучности давления. Значение $\mathscr{E}_{\text{кин}}$ достигает максимума в узлах, а $\mathscr{E}_{\text{пот}}$ — в пучностях давления. Средняя по времени (или по пространству) плотность полной звуковой энергии в стоячей волне равна $(1/4)\beta p_0^2$.

При наличии в среде нескольких гармонич. волн разных частот плотности энергии складываются; для волн же одинаковой частоты плотности энергии не аддитивны; напр., при сложении двух одинаковых волн, когда амплитуды во всех точках среды удваиваются, плотность энергии учетверяется.

ЭНЕ́РГИЯ ИОНИЗА́ЦИИ — минимальная энергия, необходимая для отрыва электрона (ионизации) от атома, иона или молекулы, находящихся в основном энергетич. состоянии. Для нейтральных атомов Э. и. изменяется от 3,89 эВ (Cs) до 24,6 эВ (He). Э. и. положит. ионов пропорциональна квадрату *спектроскопического символа* иона. Э. и. отрицат. ионов характеризует *сродство к электрону* и изменяется в пределах от 0,03 до 3,5 эВ. Мин. энергия, к-рую необходимо затратить для удаления одного электрона с поверхности жидкости или твёрдого тела, наз. *работой выхода*. *В. П. Шевелько.*

ЭНЕ́РГИЯ ПОКО́Я частицы — энергия частицы в системе отсчёта, в к-рой она покоится: $\mathscr{E}_0=m_0c^2$, где m_0 — масса покоя частицы.

ЭНЕ́РГИЯ СВЯ́ЗИ — минимальная энергия, необходимая для разделения системы на составляющие её части; определяется взаимодействием между частицами, входящими в систему. Для устойчивых систем Э. с. характеризует прочность системы: чем больше Э. с., тем прочнее система.

Э. с. электрона в атомах и ионах определяется его взаимодействием с ядром и электронами атомного остатка (атомного остова). Э. с. электронов внеш. атомных оболочек систем, находящихся в *основном состоянии*, совпадает с *энергией ионизации*, а для избыточного электрона отрицат. ионов характеризует *сродство к электрону*. Э. с. электронов внутр. оболочек растёт по мере приближения оболочки к ядру, что связано с влиянием не скомпенсированного др. электронами атомной системы кулоновского поля ядра. Напр., Э. с. электронов разных оболочек нейтрального атома Mg, имеющего электронную конфигурацию $1s^22s^22p^63s^2$, составляют (в эВ): 7,65 ($3s$ — оболочка), 54 ($2p$), 92 ($2s$) и 1308 ($1s$).

В случае молекул Э. с. определяется взаимодействием частиц, входящих в молекулу, — электронов, ядер, атомов, ионов, молекулярных ионов и т. д. Энергия *химической связи* составляет обычно порядка сотен кДж/моль.

Для ат. ядер Э. с. определяется сильным взаимодействием нуклонов в ядре. Для ядер с массовым числом $A>20$ Э. с. нуклонов составляет ок. 8 МэВ/нукл (см. *Дефект массы*). Э. с. может выделиться при слиянии лёгких ядер в более тяжёлое ядро (см. *Термоядерные реакции*).

В. П. Шевелько.

ЭНЕ́РГИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИ́ТНОГО ПО́ЛЯ — количественная характеристика эл.-магн. взаимодействия. Величина Э. э. п. может быть установлена на основании измерения работы, производимой эл.-магн. полем *(Лоренца силой)* над носителями электрич. зарядов. Из определения напряжённости электрич. поля $\boldsymbol{E}$ и индукции магн. поля $\boldsymbol{B}$ следует выражение для работы p, совершаемой над движущимися зарядами в единичном объёме в единицу времени:

$$p=\boldsymbol{jE}. \qquad (1)$$

В (1) $\boldsymbol{j}=\sum_\alpha \rho_\alpha \boldsymbol{v}_\alpha$ — вектор плотности электрич. тока; $\boldsymbol{v}_\alpha$ — скорость распределённого пространств. заряда сорта α, имеющего плотность ρ_α; суммирование производится по всем сортам пространств. зарядов (электронные заряды в металлах и вакууме, ионные заряды в газах и электролитах; связанные пространств. заряды, входящие в состав нейтральных молекул диэлектриков и магнетиков, и т. д.), участвующих во взаимодействии с эл.-магн. полем.

Формально из *Максвелла уравнений*, применённых к вакууму ($\boldsymbol{E}=\boldsymbol{D}$, $\boldsymbol{B}=\boldsymbol{H}$ — используется *Гаусса система единиц*), связывающих векторы эл.-магн. поля $\boldsymbol{E}$, $\boldsymbol{D}$, $\boldsymbol{H}$, $\boldsymbol{B}$ с плотностями электрич. зарядов ρ и токов $\boldsymbol{j}$, следует соотношение

$$\frac{\partial w}{\partial t}+\operatorname{div}\boldsymbol{\Pi}=-p \qquad (2)$$

(*Пойнтинга теорема*), где скалярная величина

$$w=\frac{E^2+H^2}{8\pi} \qquad (3)$$

интерпретируется как плотность Э. э. п., вектор

$$\boldsymbol{\Pi}=\frac{c}{4\pi}[\boldsymbol{EH}]$$

— как плотность потока Э. э. п. (*Пойнтинга вектор*). При этом ур-ние (2) приобретает смысл закона изменения Э. э. п.

Интегрирование ур-ния (2) по произвольному объёму V даёт

$$\frac{\partial W}{\partial t}+\oint_S \boldsymbol{\Pi n}\,ds=-P, \qquad (2^*)$$

где $W=\int_V w\,dV$ — Э. э. п. в объёме V; $\oint_S \boldsymbol{\Pi n}\,ds$ — поток Э. э. п., вытекающий из объёма V через ограничивающую его поверхность S; $\boldsymbol{n}$ — наружная нормаль к поверхности; $P=\int_V p\,dV$ — мощность, развиваемая эл.-магн. полем при взаимодействии с зарядами и токами, находящимися в объёме V.

Наличие мощности P в законе изменения Э. э. п. (2^*) означает, что эл.-магн. поле может обмениваться энергией с материальными телами, изменяя их внутреннюю (тепловую) и механич. энергии. Примерами передачи Э. э. п. материальным телам могут служить нагрев проводников при протекании электрич. тока (джоулев нагрев) и пондеромоторное (механическое) воздействие эл.-магн. поля на помещённые в него диэлектрики, магнетики и проводники с током (см. *Пондеромоторные силы*). Обратный процесс (возбуждение эл.-магн. поля) имеет место, напр., в генераторах эл.-магн. поля (в частности, в динамо-машинах).

При рассмотрении эл.-магн. взаимодействия в среде, характеризуемой наличием связанных зарядов $\rho_{св}$ и обусловленных их движением электрич. токов $\boldsymbol{j}_{св}$, принято в плотности мощности p выделять часть $p_{св}=\boldsymbol{j}_{св}\boldsymbol{E}$, расходуемую на поляризацию и намагничивание среды. Соответствующую плотность работы включают в «вакуумную» плотность Э. э. п. (3), в результате первое слагаемое в левой части (2) приобретает вид

$$\frac{1}{4\pi}\left(\boldsymbol{E}\frac{\partial \boldsymbol{D}}{\partial t}+\boldsymbol{H}\frac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial t}\right). \qquad (4)$$

Возможность интерпретировать (4) как изменение плотности Э. э. п. в единицу времени существенно зависит от характера материальных отношений (связи векторов $\boldsymbol{D}$ и $\boldsymbol{B}$ с $\boldsymbol{E}$ и $\boldsymbol{H}$), присущих данной среде.

Для сред, в к-рых значения $\boldsymbol{D}$ и $\boldsymbol{B}$ в произвольной точке пространства в данный момент времени являются однозначными ф-циями значений $\boldsymbol{E}$ и $\boldsymbol{H}$ в той же точке пространства и в тот же момент времени, причём $\boldsymbol{D}=\boldsymbol{D}(\boldsymbol{E})$, $\boldsymbol{B}=\boldsymbol{B}(\boldsymbol{H})$, (4) можно рассматривать как изменение плотности Э. э. п.

$$w=\frac{1}{4\pi}\left(\int \boldsymbol{E}\,d\boldsymbol{D}+\int \boldsymbol{H}\,d\boldsymbol{B}\right), \qquad (3^*)$$

имеющей точный термодинамич. смысл: это есть разность между внутренними энергиями единичного объёма вещества при наличии и отсутствии поля при тех же плотности и энтропии (либо изменение плотности свободной энергии вещества, связанное с возникновением поля, при условии постоянства плотности и темп-ры). В частности, для линейной изотропной среды в отсутствие дисперсии и поглощения ($\boldsymbol{D}=\varepsilon\boldsymbol{E}$, $\boldsymbol{B}=\mu\boldsymbol{H}$, $\varepsilon=\varepsilon^*=\text{const}$, $\mu=\mu^*=\text{const}$) (3^*) принимает вид

$$w=\frac{1}{8\pi}\left(\varepsilon E^2+\mu H^2\right). \qquad (3^{**})$$

В случае поглощающей среды единая энергетич. интерпретация отд. членов ур-ния (2) и выражения (4), основанная на материальных соотношениях общего вида, невозможна, а термодинамич. понятия (внутренняя и свободная энергия), строго говоря, неприменимы. Для отыскания Э. э. п. в диссипативных средах приходится использовать конкретные модели среды.

Сказанное относится и к средам с дисперсией, т. к. в силу *Крамерса — Кронига соотношений* диспергирующая среда является, вообще говоря, и поглощающей. Однако для широкого круга реальных физ. условий, позволяющих пренебречь диссипацией Э. э. п., выражение для плотности Э. э. п. может быть идентифицировано без привлечения микроскопич. теории среды.

Это удаётся сделать для эл.-магн. квазимонохроматич. полей [полей частоты ω с медленно изменяющимися во времени амплитудами $\boldsymbol{E}_0(t)$, $\boldsymbol{H}_0(t)$

$$|\partial \boldsymbol{E}_0(t)/\partial t|\ll\omega|\boldsymbol{E}_0(t)|,\ |\partial \boldsymbol{H}_0(t)/\partial t|\ll\omega|\boldsymbol{H}_0(t)|\,]$$

в линейной среде. Средняя за период волны ($2\pi/\omega$) плотность Э. э. п. $\bar{w}$ имеет вид

$$\bar{w}=\frac{1}{8\pi}\left[\frac{\partial(\omega\varepsilon_{ik})}{\partial\omega}\overline{E_iE_k}+\frac{\partial(\omega\mu_{ik})}{\partial\omega}\overline{H_iH_k}\right], \qquad (5)$$

где ε_{ik}, μ_{ik} — матричные элементы тензоров диэлектрич. и магн. проницаемостей среды, E_i, E_k, H_i, H_k — проекции векторов $\boldsymbol{E}$ и $\boldsymbol{H}$ на оси координат, черта сверху означает усреднение по времени за период волны, по дважды встречающемуся индексу производится суммирование.

Плотность Э. э. п. (5) в указанных условиях имеет тот же термодинамич. смысл, что и (3^*), (3^{**}) для недиспергирующих бездиссипативных сред. Иначе говоря, в равновесной физ. среде наличие квазимонохроматич. эл.-магн. поля может приводить только к выделению тепла (поглощению Э. э. п.). Отсюда, в частности, следует неотрицательность плотности Э. э. п., даваемой (5), для произвольной равновесной среды. В отличие от этого неравновесная среда (напр., плазма, пронизываемая пучком заряж. частиц) под действием эл.-магн. поля может отдавать, а не поглощать тепло, и в такой среде плотность Э. э. п. (5) может принимать отрицат. значения (см., напр., в ст. *Волны в плазме*).

С квантовой точки зрения эл.-магн. поле представляет собой ансамбль фотонов, каждый из к-рых обладает энергией $\hbar\omega$ и импульсом $\hbar k$, где ω — частота излучения, k — его волновой вектор. Такое представление, необходимое при исследовании взаимодействия поля с квантовыми объектами (напр., с квантовым осциллятором), оказывается также удобным при изучении обмена энергией между полем и классич. заряж. частицами, поглощающими, излучающими и рассеивающими эл.-магн. волны (напр., при рассмотрении *Черенкова — Вавилова излучения, тормозного излучения*). Плотность энергии фотонного газа, находящегося в термодинамич. равновесии с окружающими материальными телами с темп-рой T, определяется выражением

$$w = aT^4,$$

здесь $a = 7{,}91 \cdot 10^{-15}$ эрг/К$^{-4}$ см$^{-3}$, темп-ра T в градусах Кельвина.

Лит.: Тамм И. Е., Основы теории электричества, 10 изд., М., 1989; Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Теория поля, 7 изд., М., 1988; их же, Электродинамика сплошных сред, 2 изд., М., 1982; Стрэттон Дж. А., Теория электромагнетизма, пер. с англ., М.— Л., 1948; Гинзбург В. Л., Распространение электромагнитных волн в плазме, 2 изд., М., 1967; его же, Теоретическая физика и астрофизика, 3 изд., М., 1987; Агранович В. М., Гинзбург В. Л., Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии и теория экситонов, 2 изд., М., 1979; Леонтович М. А., Введение в термодинамику. Статистическая физика, М., 1983.

А. М. Фейгин.

ЭНТАЛЬПИ́Я (от греч. enthálpō — нагреваю) (теплосодержание, тепловая функция Гиббса) — *потенциал термодинамический*, характеризующий состояние макроскопич. систем в термодинамич. равновесии при выборе в качестве осн. независимых переменных энтропии S и давления p. Термин «Э.» ввёл Х. Камерлинг-Оннес (H. Kamerlingh-Onnes). Обозначается $H(S, p, N, x_i)$, где N — число частиц системы; x_i — др. макроскопич. параметры системы. Э.— аддитивная функция, т. е. Э. всей системы равна сумме Э. составляющих её частей. Э. связана с внутр. энергией U системы соотношением

$$H = U + pV, \qquad (1)$$

где V — объём системы. Полный дифференциал Э. (при неизменных N и x_i) имеет вид:

$$dH = TdS + Vdp. \qquad (2)$$

Из формулы (2) можно определить темп-ру T, объём V и теплоёмкость c_p системы:

$$T = \left(\frac{\partial H}{\partial S}\right)_p, \quad V = \left(\frac{\partial H}{\partial p}\right)_S, \quad c_p = \left(\frac{\partial H}{\partial T}\right)_p.$$

Эти свойства Э. при постоянном p аналогичны свойствам внутр. энергии при постоянном V:

$$T = \left(\frac{\partial U}{\partial S}\right)_V, \quad p = -\left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_S, \quad c_V = \left(\frac{\partial U}{\partial T}\right)_V.$$

Равновесному состоянию системы при постоянных S и p соответствует мин. значение Э. Изменение Э. (ΔH) равно кол-ву теплоты, к-рое сообщают системе или отводят от неё при постоянном давлении, поэтому значения ΔH характеризуют тепловые эффекты фазовых переходов (плавления, кипения и т. д.), хим. реакций и др. процессов, протекающих при постоянном давлении. В теплоизолированной системе при постоянном p Э. сохраняется, поэтому её называют иногда теплосодержанием или тепловой ф-цией (условие сохранения Э. лежит, в частности, в основе *Джоуля — Томсона эффекта*).

Д. Н. Зубарев.

ЭНТРОПИ́ЙНЫЕ ФЛУКТУА́ЦИИ — тип малых неоднородностей в пространственном распределении вещества и излучения во Вселенной, при к-ром суммарная плотность энтропии и темп-ра на ранних стадиях эволюции Вселенной оставались однородными. Э. ф. называют также изотермическими. Э. ф. являются одной из мод *первичных флуктуаций* в моделях ранней Вселенной на радиационно-доминированной стадии в том случае, когда материя состоит только из обычного вещества и излучения. В более общем случае, когда материя во Вселенной является многокомпонентной и в её состав входят разл. типы слабовзаимодействующих частиц — нейтрино и др. («тёмное» вещество; см. *Скрытая масса*), Э. ф. оказываются частным случаем изоэнергетических, или изометрических, возмущений. Характерным свойством как Э. ф., так и изоэнергетич. флуктуаций является то, что в масштабах L, бо́льших характерной джинсовской длины волны $l_{дж}$ (см. *Гравитационная неустойчивость*), флуктуации полной плотности энергии материи и метрического тензора пространства-времени малы по сравнению с флуктуациями плотности энергии отд. компонент (на радиационно-доминированной стадии $l_{дж}$ порядка радиуса космологич. горизонта R_h; см. *Вселенная*). После рекомбинации водорода, к-рая произошла при красном смещении $z \approx 10^3$, джинсовская масса падает до величины $\sim 10^5\ M_\odot$. После этого в бо́льших масштабах Э. ф. перемешиваются с адиабатич. флуктуациями и растут пропорционально масштабному фактору Вселенной $a(t)$ [т. е. $\propto (1+z)^{-1}$] из-за гравитац. неустойчивости, а в меньших масштабах быстро затухают. Поэтому Э. ф. подобно *адиабатическим флуктуациям* могут приводить к образованию компактных объектов во Вселенной. Их роль в формировании *крупномасштабной структуры Вселенной* в масштабах, бо́льших размеров галактик ($M > 10^{12}\ M_\odot$), считается ничтожной, хотя и не исключена полностью.

А. А. Старобинский.

ЭНТРОПИ́Я (от греч. entropía — поворот, превращение) — понятие, впервые введённое в *термодинамике* для определения меры необратимого рассеяния энергии. В *статистической физике* Э. служит мерой вероятности осуществления к.-л. макроскопич. состояния, в *теории информации* — мерой неопределённости к.-л. опыта (испытания), к-рый может иметь разл. исходы. Эти трактовки Э. имеют глубокую внутр. связь. Напр., на основе представлений об информационной энтропии можно вывести все равновесные статистич. распределения (см. *Гиббса распределения*).

Энтропия в термодинамике была введена Р. Клаузиусом (R. Clausius, 1865) на основе *второго начала термодинамики*, к-рое можно сформулировать математически в виде *Клаузиуса неравенства* $\oint \delta Q/T \leqslant 0$. Интеграл берётся по замкнутому циклич. процессу, при к-ром система получает (или у неё отбирают) малые количества теплоты δQ при соответствующих значениях абс. темп-ры T. Знак равенства относится к *обратимым процессам* (равенство Клаузиуса). Из равенства Клаузиуса следует, что для обратимого процесса

$$dS = \delta Q/T \qquad (1)$$

есть полный дифференциал ф-ции состояния S, называемый Э. (дифференциальное определение Э.). Разность Э. системы в двух произвольных состояниях A и B (заданных, напр., значениями темп-р и объёмов) равна

$$S_B - S_A = \int_A^B \delta Q/T \qquad (2)$$

(интегральное определение Э.). Интегрирование здесь ведётся вдоль пути любого квазистатич. обратимого процесса, связывающего состояния A и B. Т. о., из второго начала термодинамики следует, что существует однозначная ф-ция состояния S, к-рая при обратимых адиабатич. процессах ($\delta Q = 0$) остаётся постоянной. Из неравенства Клаузиуса вытекает, что при необратимых процессах $S_B - S_A > \int_A^B \delta Q/T$, поэтому в адиабатически изолированных системах (см. *Термодинамическая система*) при необратимых процессах Э. может только возрастать (закон возрастания Э.).

Согласно *первому началу термодинамики*,

$$\delta Q = dU + \sum_i A_i da_i,$$

т. е. сообщаемое системе кол-во теплоты равно сумме приращения *внутренней энергии* dU и совершаемой системой элементарной работы, где a_i — внеш. *параметры состояния*, A_i — сопряжённые им внутр. параметры. Когда единственным внеш. параметром является объём системы V, элементарная работа равна pdV, где p — давление. С учётом первого начала термодинамики дифференциальное определение Э. принимает вид

$$dS = T^{-1}(dU + \sum_i A_i da_i),$$

откуда следует, что Э. представляет собой *потенциал термодинамический* при выборе в качестве независимых переменных внутр. энергии U и внеш. параметров a_i. Частные производные Э.

$$\frac{1}{T} = \left(\frac{\partial S}{\partial U}\right)_{a_i} \qquad (3)$$

$$\text{и } A_i = T\left(\frac{\partial S}{\partial a_i}\right)_U \qquad (4)$$

определяют уравнения состояния системы. Уравнение (3) определяет абсолютную *температурную шкалу*.

Ф-ла (2) определяет Э. лишь с точностью до аддитивной постоянной (т. е. оставляет начало отсчёта Э. произвольным). Абс. значение Э. можно установить с помощью *третьего начала термодинамики*, согласно к-рому принимается $S=0$ при $T=0$.

Энтропия в неравновесной термодинамике может быть определена для таких неравновесных состояний, когда можно ввести представление о локальном *равновесии термодинамическом* в отд. подсистемах (напр., в малых, но макроскопич. объёмах). По определению, Э. неравновесной системы равна сумме Э. её частей, находящихся в локальном равновесии. *Термодинамика неравновесных процессов* позволяет более детально исследовать процесс возрастания Э. и вычислить кол-во Э., образующееся в единице объёма в единицу времени вследствие отклонения от термодинамич. равновесия — *производство энтропии*. Для пространственно неоднородных неравновесных систем второе начало термодинамики может быть записано в виде уравнения баланса для плотности энтропии $S(x, t)$, где x — радиус-вектор физически бесконечно малого элемента среды:

$$\partial S(x, t)/\partial t = -\operatorname{div} J_S(x, t) + \sigma(x, t), \qquad (5)$$

$J_S(x, t)$ — вектор потока Э.; $\sigma(x, t) \geqslant 0$ — локальное производство энтропии. Полное производство Э. равно интегралу от $\sigma(x, t)$ по объёму системы. Если термодинамич. силы $X_i(x, t)$ (градиенты темп-ры, хим. потенциалов компонентов, массовой скорости и т. д.) создают в системе сопряжённые им потоки $J_i(x, t)$ (теплоты, вещества, импульса и др.), то в такой системе $\sigma(x, t) = \sum_i X_i \cdot J_i$. Если величины X_i, J_i — векторы или тензоры, то в выражении для σ подразумевается их полная свёртка. Потоки J_i связаны с термодинамич. силами X_k линейными соотношениями $J_i = \sum_k L_{ik} \cdot X_k$, где L_{ik} — онсагеровские *кинетические коэффициенты*. Следовательно, локальное производство Э. $\sigma = \sum_{i,k} X_i \cdot L_{ik} \cdot X_k$ выражается квадратичной формой от термодинамич. сил.

Энтропия в равновесной статистической физике зависит от выбора статистич. ансамбля. Для микроканонич. ансамбля Гиббса (см. *Гиббса распределения*), описывающего равновесное состояние изолированных систем, Э. выражается через *статистический вес* состояния $W(\mathscr{E}, N, V)$:

$$S = k \ln W(\mathscr{E}, N, V), \qquad (6)$$

где $W(\mathscr{E}, N, V)$ — число квантовомеханич. состояний, энергия к-рых $\mathscr{E}$ лежит в узком интервале $\Delta\mathscr{E}$ вблизи значения $\mathscr{E}$ системы из N частиц в объёме V. В классич. статистич. физике W — величина безразмерного объёма в фазовом пространстве системы при заданных $\mathscr{E}$, $\Delta\mathscr{E}$, N, V:

$$W(\mathscr{E}, N, V) = \int d\Gamma_N, \qquad (7)$$

где $d\Gamma_N = dpdq/N!h^{3N}$; $dpdq$ — элемент объёма в $6N$-мерном фазовом пространстве системы из N частиц (p — обобщённый импульс; q — обобщённая координата). Интегрирование ведётся в пределах $\mathscr{E} \leqslant H_N(p, q) \leqslant \mathscr{E} + \Delta\mathscr{E}$ ($H_N(p, q)$ — *Гамильтона функция* системы из N частиц). Для канонич. ансамбля Гиббса, описывающего равновесное состояние систем в термостате, Э. выражается через *каноническое распределение Гиббса* $f(p, q)$:

$$S = -k \int f(p, q) \ln f(p, q) d\Gamma_N. \qquad (8)$$

Аналогичным образом определяется Э. для систем с переменным числом частиц в термостате через *большое каноническое распределение Гиббса* $f_N(p, q)$:

$$S = -k \sum_{N>0} \int f_N(p, q) \ln f_N(p, q) d\Gamma_N. \qquad (9)$$

В квантовой статистике Э. для всех равновесных ансамблей выражается через статистич. оператор (или *матрицу плотности*) $\hat{\rho}$:

$$S = -k \operatorname{Sp}(\hat{\rho} \ln \hat{\rho}). \qquad (10)$$

Символ $\operatorname{Sp}\hat{A}$ означает сумму диагональных матричных элементов оператора $\hat{A}$; суммирование ведётся по волновым ф-циям состояний допустимой симметрии относительно перестановки частиц.

Вдали от областей сосуществования фаз и критич. точек значения Э., вычисленные с помощью разл. ансамблей Гиббса, совпадают с термодинамич. Э. в пределе $N \to \infty$, $V \to \infty$ при $N/V = \text{const}$ (см. *Термодинамический предел*).

Информационная энтропия. Э. в статистич. физике связана с информационной Э., к-рая служит мерой неопределённости сообщений (сообщения описываются множеством величин $x_1, x_2, \ldots, x_n$ и вероятностей $P_1, P_2, \ldots, P_n$ их появления). Для дискретного статистич. распределения вероятностей P_k информационной Э. (с точностью до постоянного множителя) наз. величину

$$S_u = -\sum_{k=1}^{n} P_k \ln P_k \text{ при } \sum_{k=1}^{n} P_k = 1. \qquad (11)$$

Величина $S_u = 0$, если к.-л. из P_k равна 1, а остальные — нулю, т. е. информация достоверна, неопределённость отсутствует. Э. принимает наибольшее значение, когда все P_k одинаковы (неопределённость в информации максимальна). Непрерывной случайной величине x с ф-цией распределения $f(x)$ соответствует информационная Э.

$$S_u = -\int f(x) \ln f(x) dx \text{ при } \int f(x) dx = 1. \qquad (12)$$

Информационная Э., как и термодинамическая, обладает свойством аддитивности (Э. неск. сообщений равна сумме Э. отд. сообщений). Из вероятностной трактовки Э. в статистич. физике выводятся осн. равновесные распределения: канонич. распределение Гиббса, к-рое соответствует макс. значению информационной Э. при заданной ср. энергии, и большое канонич. распределение Гиббса — при заданных ср. энергии и ср. числе частиц в системе.

Энтропия в неравновесной статистической физике зависит от способа описания неравновесного состояния системы. Напр., неравновесное гидродинамич. состояние однокомпонентных газов и жидкостей определяется неоднородными распределениями ср. значений плотностей энергии $\langle \hat{H}(x) \rangle^t$, числа частиц $\langle \hat{n}(x) \rangle^t$ и импульса $\langle \hat{p}(x) \rangle^t$, т. е. плотностей интегралов движения. Динамические переменные $\hat{H}(x)$, $\hat{n}(x)$, $\hat{p}(x)$ в классич. случае являются ф-циями координат и импульсов частиц, а в кван. случае — соответствующими операторами. Операция усреднения $\langle \ldots \rangle^t$ выполняется с неравновесной функцией распределения $f(p, q, t)$, удовлетворяющей *Лиувилля уравнению* $\partial f/\partial t = \{H, f\}$; H — гамильтониан системы, $\{H, f\}$ — *Пуассона скобка*. В квантовом случае в уравнении Лиувилля надо заменить f на неравновесный статистич. оператор $\hat{\rho}(t)$, а классич. скобку Пуассона — на квантовую.

Э. в неравновесной статистич. физике пропорциональна ($S=kS_u$) максимуму информационной Э. $S_u=-\langle \ln f\rangle^t$ при заданных ср. значениях динамических переменных, выбранных для описания неравновесного состояния. Напр., если неравновесное состояние характеризуется ср. значениями $\langle \hat{H}(x)\rangle^t$, $\langle \hat{n}(x)\rangle^t$, $\langle \hat{p}(x)\rangle^t$, то максимуму информац. Э. соответствует локально-равновесное распределение

$$f_l(t)=\exp\left\{-\frac{1}{k}\left(\Phi(t)+\int\beta(x,t)(\hat{H}'(x)-\mu(x,t)\hat{n}(x))dx\right)\right\}, \quad (13)$$

где $\hat{H}'(x)=\hat{H}(x)-v(x,t)\cdot\hat{p}(x)+\frac{m}{2}v^2(x,t)\hat{n}(x)$ — плотность энергии в сопровождающей системе координат, движущейся с массовой скоростью $v(x,t)$. Функционал Масье — Планка $\Phi(t)$ определяется из условия нормировки f_l и зависит от $\beta(x,t)$, $\beta(x,t)\mu(x,t)$, $v(x,t)$, где $\beta(x,t)$ — обратная локальная темп-ра, $\mu(x,t)$ — локальный хим. потенциал. В этом случае неравновесная Э.

$$S(t)=-k\int f_l(p,q,t)\ln f_l(p,q,t)\,d\Gamma_N$$

является функционалом

$$S(t)=\Phi(t)+\int\beta(x,t)(\langle\hat{H}'(x)\rangle^l-\mu(x,t)\langle\hat{n}(x)\rangle^l)dx. \quad (14)$$

Операция $\langle\ldots\rangle^l$ означает усреднение по распределению (13), причём

$$\delta S(t)/\delta\langle\hat{H}'(x)\rangle^l=\beta(x,t),\qquad \delta S(t)/\delta\langle\hat{n}(x)\rangle^l=-\beta(x,t)\mu(x,t). \quad (15)$$

Основная идея неравновесной термодинамики состоит в том, что термодинамич. равенства должны выполняться для элемента среды, движущегося с массовой скоростью. Из (15) следует, что для этого необходимо, чтобы

$$\langle\hat{H}(x)\rangle^t=\langle\hat{H}(x)\rangle^l,\ \langle\hat{n}(x)\rangle^t=\langle\hat{n}(x)\rangle^l,\qquad \langle\hat{p}(x)\rangle^t=\langle\hat{p}(x)\rangle^l. \quad (16)$$

Равенства (16) являются условиями самосогласованного выбора параметров $\beta(x,t)$, $\mu(x,t)$, $v(x,t)$ и определяют их зависимость от неравновесных ср. значений $\langle\hat{H}(x)\rangle^t$, $\langle\hat{n}(x)\rangle^t$, $\langle\hat{p}(x)\rangle^t$.

Локально-равновесное распределение служит вспомогательным распределением для определения понятия Э. неравновесного состояния, но не описывает необратимых *переноса явлений*. Потоки энергии и импульса, вычисленные с помощью $f_l(t)$, соответствуют потокам этих величин в идеальной гидродинамике. Неравновесная ф-ция распределения может быть получена как формальное решение ур-ния Лиувилля с нач. условием локального равновесия в нек-рый момент времени t_0: $f(t;t_0)=\exp\left[-iL(t-t_0)\right]f_l(t_0)$. Оператор Лиувилля L определяется через скобки Пуассона: $iLf=\{H,f\}$. Это решение зависит от нач. состояния, к-рое реальная система должна «забывать» из-за корреляций между элементами среды. Можно считать, что пучок фазовых траекторий с различными $t_0(-\infty<t_0<t)$ реализует ансамбль Гиббса для неравновесных состояний. Предполагая, что нач. состояния распределены с экспоненциальной вероятностью $T^{-1}\exp\left[-(t-t_0)/T\right]$ (гипотеза об априорных вероятностях), получим неравновесную ф-цию распределения

$$f(t)=\int_{-\infty}^{t}\frac{1}{T}\exp\left[-\frac{t-t_0}{T}\right]\exp\left[-iL(t-t_0)\right]f_l(t_0)\,dt_0, \quad (17)$$

$T^{-1}=\varepsilon\to+0$ после термодинамич. предельного перехода при вычислении средних. Ф-ция распределения (17) удовлетворяет уравнению Лиувилля с малым источником в правой части

$$\partial f(t)/\partial t-\{H,f(t)\}=-\varepsilon(f(t)-f_l(t)), \quad (18)$$

$\varepsilon\to+0$. Кроме того, предполагаются выполненными условия самосогласования (16).

С помощью ф-ции распределения (17) можно усреднить уравнения движения для $\hat{H}(x)$, $\hat{p}(x)$: $\partial\hat{H}(x)/\partial t=\{\hat{H}(x),H\}$, $\partial\hat{p}(x)/\partial t=\{\hat{p}(x),H\}$ и получить *теплопроводности уравнение* и *Навье — Стокса уравнение*, в к-рых коэффициенты теплопроводности и вязкости представлены в виде пространственно-временны́х корреляционных функций потоков энергии и импульса (*Ирина — Кубо формулы*). Отсюда следует уравнение баланса (5) для плотности Э. и другие соотношения неравновесной термодинамики.

В неравновесной статистич. физике закон возрастания Э. тесно связан со свойством симметрии уравнения Лиувилля относительно обращения времени. Малый член $\sim\varepsilon\to+0$ в уравнении (18) нарушает эту симметрию, снимая вырождение, т. е. отбирая запаздывающее решение уравнения Лиувилля. Такое решение приводит к $\sigma>0$ в уравнении (5), т. е. делает возможным возрастание Э. При этом существенно, что $\varepsilon\to+0$ после термодинамич. предельного перехода. Другое решение уравнения Лиувилля (с $\varepsilon\to-0$) приводит к убыванию Э. и должно быть отброшено как нефизическое.

Э. для других процессов, отличных от гидродинамических, может быть определена с помощью квазиравновесного состояния, к-рое соответствует максимуму информационной Э. при заданных средних значениях нек-рого набора динамических переменных, характеризующих неравновесное состояние. В общем случае квазиравновесное состояние может сильно отличаться от локального равновесия.

Понятие Э. используется также в классич. механике как характеристика *хаоса динамического* в системах с неустойчивостью движения — экспоненциальной расходимостью близких в нач. момент траекторий. Количественной мерой неустойчивости таких систем служит энтропия Крылова — Колмогорова — Синая, или K-энтропия. Для широкого класса систем K-энтропия выражается через положительные показатели Ляпунова по формуле

$$K=\sum_i\lambda_i.$$

Если положительные показатели Ляпунова отсутствуют и, следовательно, движение устойчиво, то K-энтропия равна нулю.

Лит.: Майер Дж., Гепперт-Майер М., Статистическая механика, пер. с англ., 2 изд., М., 1980; де Гроот С., Мазур П., Неравновесная термодинамика, пер. с англ., М., 1964; Зубарев Д. Н., Неравновесная статистическая термодинамика, М., 1971; его же, Современные методы статистической теории неравновесных процессов, в кн.: Итоги науки и техники, сер. Современные проблемы математики, т. 15, М., 1980; Исихара А., Статистическая физика, пер. с англ., М., 1973; Ахиезер А. И., Пелетминский С. В., Методы статистической физики, М., 1977; Гиббс Дж., Термодинамика. Статистическая механика, М., 1982; Леонтович М. А., Введение в термодинамику. Статистическая физика, М., 1983; Климонтович Ю. Л., Статистическая теория открытых систем, М., 1995.

Д. Н. Зубарев, В. Г. Морозов.

ЭНТРОПИ́Я ВСЕЛЕ́ННОЙ — величина, характеризующая степень неупорядоченности и тепловое состояние *Вселенной*. Количественно оценить полную Э. В. как энтропию Клаузиуса (см. *Энтропия*) нельзя, поскольку Вселенная не является термодинамич. системой. Действительно, из-за того, что *гравитационное взаимодействие* является дальнодействующим и неэкранируемым, гравитац. энергия Вселенной (в той степени, в какой её вообще можно определить) не пропорциональна её объёму. Напр., в ньютоновском приближении гравитац. энергию сферич. массы M с однородной плотностью ρ можно оценить по ф-ле: $U\sim-GM^2V^{-1/3}=-G\rho^2V^{5/3}$, где G — ньютоновская *гравитационная постоянная*, V — объём. Полная энергия Вселенной тоже не пропорциональна объёму и потому не есть аддитивная величина. Кроме того, Вселенная, согласно *Хаббла закону*, расширяется, т. е. нестационарна. Оба эти факта означают, что Вселенная не удовлетворяет исходным аксиомам термодинамики об аддитивности энергии и существовании термодинамич. равновесия. Поэтому Вселенная как целое не характеризуется и к.-л. одной температурой. Оценить Э. В. как энтропию Больцмана $k\ln\Gamma$, где k — *Больцмана постоянная*, Γ — число возможных микросостояний системы, также нельзя, поскольку Вселенная не «пробегает» все возможные состояния, а эволюцио-

нирует от одного состояния к другому. Иными словами, для всей Вселенной нельзя ввести статистический ансамбль Гиббса (см. в ст. *Гиббса распределения*), т. к. нельзя пренебречь гравитац. взаимодействием членов такого ансамбля.

Однако во Вселенной можно выделить подсистемы, к к-рым применимо термодинамич. и статистич. описание, и вычислить их энтропию. Такими подсистемами являются, напр., все компактные объекты (звёзды, планеты и др.). Но полная энтропия всех наблюдаемых компактных объектов ничтожна по сравнению с энтропией, содержащейся в тепловом реликтовом *микроволновом фоновом излучении* с темп-рой $T=2{,}73$ К (см. *Космология*). Плотность его энтропии равна $s_\gamma=\frac{16\sigma}{3c}T^3=1{,}49\cdot10^3$ см$^{-3}\times k$, где σ — *Стефана — Больцмана постоянная*, c — скорость света (в этой ф-ле не учитывается гравитац. взаимодействие фотонов реликт. излучения друг с другом и с остальной материей во Вселенной). Плотность числа фотонов связана с плотностью энтропии ф-лой $n_\gamma=s_\gamma k^{-1}/3{,}602$. Каждый из сортов безмассовых (или имеющих массу покоя $m\ll1$ МэВ) нейтрино вносит в плотность Э. В. дополнит. вклад $s_\nu=\frac{7}{22}s_\gamma$, т. к. в стандартном космологич. сценарии темп-ра безмассовых нейтрино $T_\nu=\left(\frac{4}{11}\right)^{1/3}T$ [Альфер (R. Alpher) и Херман (R. Herman), 1953]. Плотность энтропии можно определить и для *гравитонов*; ожидаемый вклад в Э. В. от реликтовых гравитонов, возникших вблизи *сингулярности космологической*, также не превосходит s_γ. Полная энтропия в единице сопутствующего веществу объёма Вселенной [к-рый растёт $\propto R^3(t)$ с расширением Вселенной, $R(t)$ — масштабный фактор *Фридмана — Робертсона — Уокера метрики*], связанная с безмассовыми частицами, мало изменяется, начиная с очень ранних стадий эволюции Вселенной — по крайней мере при $t>1$ с после космологич. сингулярности. Иначе говоря, расширение Вселенной идёт практически адиабатически.

Как указано выше, осн. причиной, мешающей строго ввести понятие Э. В., является неограниченность по пространству и нестационарность крупномасштабного гравитац. поля Вселенной. Однако эта часть гравитац. поля весьма упорядочена — Вселенная почти однородна и изотропна в достаточно больших масштабах. Поэтому естественно предположить, что с крупномасштабным гравитац. полем не связано никакой существ. энтропии, как бы мы её ни определяли. Тогда полная плотность энтропии безмассовых частиц во Вселенной s ($\sim s_\gamma$) будет близка к плотности Э. В. Соответствующая оценка полной энтропии той части Вселенной, к-рая доступна наблюдению в настоящий момент, есть $S=\frac{4\pi}{3}L_h^3 s\sim10^{90}k$, где $L_h=12\,000\left(\frac{H_0}{50}\right)^{-1}$ Мпк — совр. космологич. горизонт, H_0 — *Хаббла постоянная* в км/(с·Мпк) [здесь подразумевается, что $R(t)\propto t^{2/3}$, ср. плотность вещества во Вселенной равна критич. плотности $\rho_c=3H_0^2/8\pi G$, а пространственная кривизна равна нулю]. Сравнение этой величины с энтропией чёрной дыры, обладающей такой же массой $M=\frac{4\pi}{3}L_h^3\rho_c=10^{57}\left(\frac{H_0}{50}\right)^{-1}$ г, к-рая равна $S_{ч.д.}=\pi r_g^2 l_{Pl}^{-2}\sim10^{124}k$ [$r_g=2GM/c^2$ — гравитац. радиус невращающейся чёрной дыры, $l_{Pl}=(G\hbar c^{-3})^{1/2}\approx\approx10^{-33}$ см — планковская длина; см. *Квантовая теория гравитации, Чёрные дыры*], показывает, насколько окружающая нас часть Вселенной далека от максимально неупорядоченного состояния. Вероятно, хотя и не доказано, что именно эта неравновесность наблюдаемой Вселенной является причиной справедливости 2-го начала термодинамики для всех замкнутых подсистем в ней.

Э. В. характеризуют также с помощью безразмерной уд. энтропии — энтропии, приходящейся на 1 барион; в частности, $S_{\gamma,уд}=\frac{s_\gamma}{kn_b}=0{,}88\cdot10^{10}\left(\frac{H_0}{50}\right)^{-2}\left(\frac{\Omega_b}{0{,}06}\right)^{-1}$, где n_b — ср. плотность числа барионов во Вселенной, Ω_b — ср. плотность барионного вещества во Вселенной в долях критич. плотности ρ_c. Величина $\Omega_b=0{,}06\left(\frac{H_0}{50}\right)^{-2}$, согласно теории космологического нуклеосинтеза, наиб. хорошо соответствует совр. распространённости лёгких хим. элементов H, D, He^3, He^4, Li^7. Тот факт, что полная удельная Э. В. $S_{уд}\gg1$, свидетельствует о том, что в прошлом Вселенная была горячей, радиационно-доминированной. Плотность барионов $n_b\sim R^{-3}(t)$ вследствие сохранения барионного заряда (разности между числом барионов и антибарионов). Однако в настоящее время общеприняты гипотезы, что при очень больших энергиях и плотностях материи барионный заряд не сохраняется и что Вселенная содержала равные кол-ва вещества и антивещества на достаточно ранней стадии своей эволюции, вблизи космологич. сингулярности. Тогда избыток вещества над антивеществом может естественно возникнуть в ходе термодинамически неравновесного расширения Вселенной из-за нарушения CP-инвариантности (см. *Барионная асимметрия Вселенной*). Если эти гипотезы верны, то полная удельная Э. В. зависит не столько от числителя (s), сколько от знаменателя (n_b), и приближённо выражается через микрофиз. константы взаимодействий, ответственных за генерацию барионной асимметрии.

Существует предположение, что Э. В. как целого можно оценить, используя понятие энтропии Колмогорова — Синая (K-энтропии; см. *Энтропия, Эргодическая теория*). K-энтропия явл. мерой хаотичности и неустойчивости, она связана со ср. скоростью разбегания близких в нач. момент траекторий. Причём K-энтропия тем больше, чем быстрее разбегаются траектории, т. е. чем сильнее неустойчивость траекторий и хаотичнее система. Однородное распределение вещества гравитационно неустойчиво; развитие неустойчивости приводит к образованию отд. сгустков. При гравитац. сжатии сгустка гравитац. энергия вещества переходит в тепловую энергию движения частиц. Поэтому образование звёзд и галактик из равномерно распределённого вещества сопровождается ростом K-энтропии. Т. о., в рамках этого предположения для Вселенной справедлив закон роста энтропии, хотя она и не является термодинамич. системой и в ходе эволюции становится структурно более сложной.

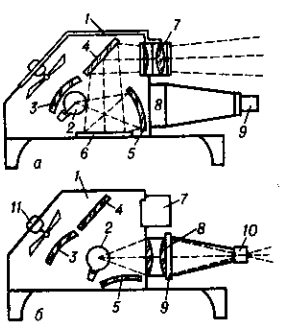
Энтропия Вселенной и стрела времени во Вселенной. Вопрос об Э. В. тесно связан с проблемой объяснения стрелы времени во Вселенной: необратимой временно́й эволюции от прошлого к будущему, направленной в одну сторону для всех наблюдаемых подсистем Вселенной. Известно, что законы механики, электродинамики, квантовой механики обратимы во времени. Ур-ния, описывающие эти законы, не изменяются при замене t на $-t$. В квантовой теории поля имеет место более общая CPT-инвариантность (см. *Теорема CPT*). Это означает, что любой физ. процесс с элементарными частицами может быть осуществлён как в прямом, так и в обратном направлении времени (с заменой частиц на античастицы и с пространственной инверсией). Поэтому с его помощью нельзя определить стрелу времени. Пока известен единств. физ. закон — 2-е начало термодинамики — к-рый содержит утверждение о необратимой направленности процессов во времени. Он задаёт т. н. термодинамич. стрелу времени: энтропия растёт в будущее. Др. стрелы времени связаны с выбором специальных начальных или граничных условий для ур-ний, описывающих фундам. физ. взаимодействия. Напр., электродинамич. стрела времени определ. выбором излучающего граничного условия на пространственной бесконечности для уединённого источника (иначе говоря, считаются имеющими физ. смысл только запаздывающие потенциалы эл.-магн. поля), а космологич. стрела времени задана расширением Вселенной. Не все эти стрелы времени эквивалентны: если термодинамич. и электродинамич.

стрелы считаются совпадающими (хотя строгого доказательства этого нет), то космологич. стрела не связана с ними к.-л. локальным причинным взаимодействием. В частности, нет оснований ожидать, что если какая-то часть Вселенной из-за гравитац. неустойчивости перестанет расширяться и начнёт сжиматься, то в ней изменят своё направление электродинамич. и термодинамич. стрелы времени. Однако вопрос о взаимообусловленности этих стрел времени и их связи с психологич. стрелой времени (ощущением каждым человеком необратимого течения времени от прошлого через настоящее в будущее) остаётся в значит. степени открытым.

Лит.: Зельдович Я. Б., Новиков И. Д., Строение и эволюция Вселенной, М., 1975; Долгов А. Д., Зельдович Я. Б., Сажин М. В., Космология ранней Вселенной, М., 1988.

И. К. Розгачёва, А. А. Старобинский.

ЭПИДИАСКО́П (от греч. epí — на, diá — через и skopéō — смотрю) (эпидиапроектор) — комбинированный *проекционный аппарат*, позволяющий получать на экране изображения как прозрачных, так и непрозрачных оригиналов. Совмещает в себе эпипроектор и диапроектор. Оптич. схема простейшего Э. в двух режимах его работы представлена на рисунке: а) эпископическая проекция; б) диаскопическая проекция. В первом случае лучи от источника света *2* с помощью сферических зеркал *3* и *5* освещают непрозрачный объект *6*, от к-рого диффузно рассеянные лучи попадают в светосильный проекционный объектив *7*, отражаясь от зеркала *4*; *1* — кожух, *11* — система охлаждения. При диаскопической проекции зеркало *5* отклоняется, открывая доступ лучам от источника *2* в конденсор *8*. Последний, равномерно освещая диапозитив, вставленный в рамку *9*, направляет лучи в объектив *10*, проецирующий изображение на экране.



Лит. см. при ст. *Проекционный аппарат*.

ЭПИСКО́П (эпипроектор) — проекционный аппарат для получения на экране изображений непрозрачных объектов (разл. предметов и деталей, чертежей, рисунков, фотографий). Принципиальная оптич. схема Э. приведена на рис. 2 к ст. *Проекционный аппарат*. В Э. изображаемый объект отражает освещающие его лучи света диффузно, поэтому лишь незначительная часть отражённого светового потока попадает в объектив Э. Для усиления яркости изображения в Э. применяют светосильные проекционные объективы и неск. мощных источников света, сильное тепловыделение к-рых вынуждает использовать в Э. специальные системы охлаждения. Схема Э. является составной частью оптической схемы *эпидиаскопов*.

Лит. см. при ст. *Проекционный аппарат*.

ЭПИТА́КСИЯ (от греч. epí — на, над, при и táxis — расположение, порядок) — процесс наращивания монокристаллич. слоёв вещества на подложку (кристалл), при к-ром кристаллографич. ориентация наращиваемого слоя повторяет кристаллографич. ориентацию подложки. Э. позволяет получать такие тонкие (1 нм — 10 мкм) однородные монокристаллич. слои — т. н. эпитаксиальные слои (ЭС) — любого типа проводимости и любого уд. электрич. сопротивления, какие невозможно создать иным способом. Различают гетероэпитаксию, когда вещества подложки и наращиваемого слоя различны по хим. составу и кристаллич. структуре, и гомоэпитаксию (автоэпитаксию), когда подложка и наращиваемый слой одинаковы по хим. составу или отличаются только примесным составом. Э. используется в технологии производства широкого класса электронных приборов и устройств для получения (в виде плёнок и многослойных структур) эпитаксиальных слоёв элементарных полупроводников, соединений типа $A^{III}B^{V}$, $A^{II}B^{VI}$, $A^{IV}B^{VI}$, гранатов, ортоферритов и др. материалов.

Свойства ЭС во многом определяются условиями сопряжения кристаллич. решёток наращиваемого слоя и подложки, причём существенно их структурно-геом. соответствие; легче всего сопрягаются вещества, кристаллич. структуры к-рых одинаковы или близки (напр., вещества с кристаллич. структурой сфалерита и алмаза). Э. легко осуществляется, если разность постоянных решёток не превышает 10%; в этом случае тонкий нарастающий ЭС продолжает атомные плоскости подложки (возникает псевдоморфный слой). При больших расхождениях сопрягаются наиб. плотно упакованные плоскости. При разл. решётках сопрягаемых веществ в ЭС возникают *дислокации* несоответствия. Плотностью дислокаций несоответствия можно управлять, меняя параметры решётки растущего кристалла (напр., введением примесей) и получая т. о. бездислокационные ЭС с высокой подвижностью и малой плотностью носителей заряда. Помимо структурно-геом. соответствия сопряжение пар веществ зависит от темп-ры процесса (темп-рой Э. наз. предельно низкая темп-ра, при к-рой ещё возможно ориентированное нарастание вещества), степени пересыщения осаждаемого вещества, совершенства подложки и чистоты её поверхности. Поэтому подложку перед Э. обычно подвергают механич., хим. или радиац. обработке. ЭС растёт за счёт атомов и молекул, составляющих адсорбц. слой, и скорость роста зависит от пересыщения в этом слое.

Э. возможна из любой фазы: газовой (газофазная Э. — ГФЭ), жидкой (жидкостная, или жидкофазная, Э. — ЖФЭ) и твёрдой (твердофазная Э. — ТФЭ). Преимуществ. развитие получили ГФЭ и ЖФЭ.

Методы ГФЭ делятся на химические и физические. Хим. методы ГФЭ основаны на осаждении из газовой фазы вещества, полученного в результате след. хим. реакций: восстановления хлоридов Si и Ge водородом (напр., $SiCl_4 + 2H_2 = Si + 4HCl$ — т. н. хлоридный процесс); пиролитич. разложения моносилана ($SiH_4 = Si + 2H_2$); диспропорционирования дииодидов и дихлоридов Si и Ge (напр., $2SiCl_2 \rightleftarrows Si + SiCl_4$) и др. Процессы осуществляются в реакторах (рис. 1); газовая система обеспечивает подачу в реакторную камеру газовой смеси требуемого состава. Добавляя к газовой смеси соединения легирующих элементов (напр., $AsCl_3$, B_2H_6), выращивают ЭС *n*- или *p*-типа соответственно. Темп-ра процесса определяется кинетикой хим. реакции и обычно находится в пределах 800—1300° С.

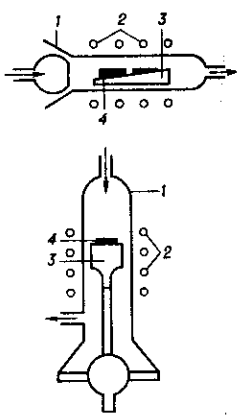


Рис. 1. Схемы горизонтальной (вверху) и вертикальной (внизу) реакторных камер для эпитаксии из газовой фазы хлоридным методом: *1* — реакторная камера; *2* — нагреватель; *3* — подставка для подложек; *4* — подложка.

К физ. методам относят методы термич. осаждения из молекулярных пучков в вакууме, мгновенного испарения, «горячей стенки», а также методы катодного распыления и осаждения. По методу термич. осаждения из молекулярных пучков испаряемое вещество нагревается до требуемой темп-ры (выше или ниже темп-ры плавления испаряемого вещества в зависимости от упругости пара в точке плавления) в сверхвысоком вакууме ($\leqslant 1{,}3 \cdot 10^{-8}$ Па), при этом его атомы и молекулы попадают на подложку, где и происходит их конденсация. Наиб. совершенным является электронно-лучевой способ нагрева, отчего такой метод получил название молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ). Этот метод позволяет в процессе осаждения контролировать структуру и состояние поверхности под-

ложек, регулировать плотность молекулярного потока, т. е. скорость роста кристаллов, обеспечивать возможность при помощи маски выполнять локальную кристаллизацию, получать резкие межслойные границы, выращивать сверхтонкие (1—100 нм) эпитаксиальные слои (плёнки) полупроводников, диэлектриков и металлов, создавать *сверхрешётки* (последовательность большого числа чередующихся слоёв разного состава толщиной 5—10 нм), осуществлять многослойную застройку решётки. На основе плёнок, полученных методом молекулярно-лучевой эпитаксии, создают оптоэлектронные интегральные схемы, сверхбыстродействующие большие интегральные схемы, фотоприёмники и лазеры на гетероструктурах, фотокатоды с отрицат. электронным сродством, др. приборы и устройства.

Метод мгновенного испарения близок к методу осаждения из молекулярных пучков и заключается в том, что исходное вещество непрерывно и равномерно поступает в испаритель, между ним и составом газовой фазы поддерживается термодинамич. равновесие. Обычно этот метод используют для получения ЭС материалов, компоненты к-рых обладают разл. упругостями пара (напр., GaP, GaAlAs, GaAsP).

Метод катодного распыления отличается от термич. методов тем, что исходным веществом служит вещество нагреваемого твёрдого тела. В осн. применяют катодное распыление с помощью тлеющего разряда (рис. 2). Процесс идёт в среде инертного газа при давлениях 0,133—13,3 Па, при более низкой, чем в методах термич. испарения, эпитаксиальной темп-ре.

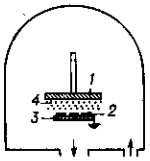


Рис. 2. Схема камеры для катодного распыления: *1* — катод; *2* — подложка; *3* — анод; *4* — плазма Ar^+.

Метод катодного осаждения сочетает методы катодного распыления и осаждения из молекулярных пучков. Вещество (рис. 3) испаряется термич. путём, подложка служит отрицат. электродом и располагается в зоне плазмы, поддерживаемой постоянным током или ВЧ-разрядом. Испарившиеся атомы ионизируются в плазменном пространстве и осаждаются на катоде подложки. С сер. 1980-х гг. развивается метод осаждения веществ из ионизир. пучков, позволяющий получить ЭС, легированные летучими примесями при сравнительно низких темп-рах.

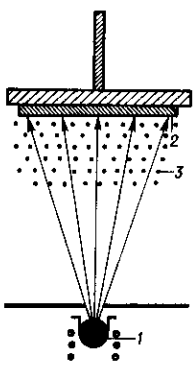


Рис. 3. Схема метода катодного осаждения: *1* — источник; *2* — подложка; *3* — плазма.

Методы ЖФЭ основаны на кристаллизации из раствора в расплаве и различаются в зависимости от способа удаления раствора с поверхности плёнки [простым сливом (рис. 4, *а*), принудительным удалением (рис. 4, *б*) и без удаления]. ЖФЭ можно проводить при относительно невысоких темп-рах (400—500 °С). ЖФЭ позволяет получить многослойные эпитаксиальные структуры и плёнки определённой конфигурации (с помощью маски из SiO_2).

Методы ТФЭ основаны на процессах ориентированного роста ЭС в двух-, трёхслойных системах при изотермич. отжиге. Один из слоёв — монокристаллич. подложка, другие — аморфные и поликристаллич. слои полупроводников и металлов. Для сохранения расположенных в подложке приборных структур применяют импульсную термич. обработку.

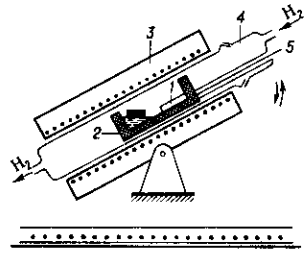
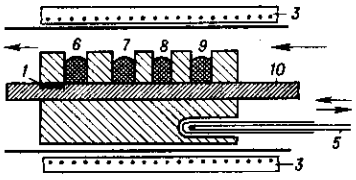


Рис. 4. Схема устройства для жидкофазной эпитаксии со сливом раствора с поверхности плёнки (вверху) и принудительным удалением раствора (внизу): *1* — подложка; *2* — контейнер; *3* — печь сопротивления; *4* — кварцевая ампула; *5* — термопара; *6—9* — растворы; *10* — ползунок; *11* — кассета.



За последние годы получили широкое распространение разл. методы газофазной Э. из металлоорганич. соединений (МОС). Метод МОС-гидридной Э. при пониженном давлении в реакторе является наиб. универсальным для синтеза большинства соединений $A^{III}B^{V}$ и по основным параметрам не уступает МЛЭ, а по производительности, степени совершенства поверхности эпитаксиальных плёнок, относительно более простому аппаратному оформлению выгодно отличается от последнего. Данный метод используется для новейших разработок и производства полупроводниковых СВЧ- и оптоэлектронных приборов, напр. транзисторов с высокой подвижностью электронов, где реализуется эффект двумерного электрон. газа на гетерограницах GaAlAs/GaAs, InGaAs/InP, лазеров на основе гетероструктур GaAlAs/GaAs, InGaAs/InP с квантовыми ямами, приборов на основе четверных соединений типа InGaAsP с напряжёнными слоями, разл. наноразмерных гетероструктур с чередующимися слоями и др. Освоение разл. модификаций методов МОС-гидридной Э. и МЛЭ в сочетании с хим. пучковой Э. и атомно-слоевой Э. позволяет охватить практически все новые задачи полупроводникового материаловедения.

Лит.: Чистяков Ю. Д., Райнова Ю. П., Физико-химические основы технологии микроэлектроники, М., 1979; Современная кристаллография, т. 3, М., 1980; Денисов А. Г., Кузнецов Н. А., Макаренко В. А., Оборудование для молекулярно-лучевой эпитаксии, «Обзоры по электронной технике», сер. 7, в. 17, М., 1981; Херман М., Полупроводниковые сверхрешетки, пер. с англ., М., 1989; Молекулярно-лучевая эпитаксия и гетероструктуры, под ред. Л. Ченга, К. Плога, пер. с англ., М., 1989.

Г. С. Дорджин, Л. М. Можаров.

ЭПСИЛОН-РАЗЛОЖЕ́НИЕ (ε-разложение) — метод приближённого вычисления *критических показателей* в статистич. физике [или *аномальных размерностей* в квантовой теории поля (КТП)] с помощью разложения корреляц. ф-ций и др. физ. величин вблизи *критической точки* (соответственно пропагаторов в пределе *асимптотической свободы* в КТП) по степеням малого параметра $\varepsilon = 4 - d$, где d — размерность конфигурац. пространства (соответственно пространства-времени в КТП). В случае более сложных особенностей термодинамич. величин Э.-р. возможно в окрестности др. значений d (напр., вблизи *трикритической точки* возникает Э.-р. по степеням $\varepsilon = 3 - d$). Э.-р. обычно строится в рамках вычислений по методу *ренормализационной группы* (РГ) с использованием теории возмущений и диаграммной техники фейнмановского типа или её температурного обобщения (в т. ч. для спиновых операторов). Нецелые размерности вводятся посредством аналитич. продолжения и обеспечивают регуляризацию соответствующих выражений в КТП. Для получения результатов, имеющих физ. смысл и сопоставимых с результатами экспериментов и численными аппроксимациями, Э.-р. рассматривают как экстраполяц. схему и в конце вычислений обычно полагают $\varepsilon = 1$. Э.-р. для шести критич. показателей с точностью до 3-го порядка по степеням ε см. в [Ма Ш., 1980]. Аналогично наряду с Э.-р. в методе РГ широко используются и др. разложения критич. показателей, напр. разложение по степеням $1/n$ (n — число ком-

понент вектора квазиспина), в пределе $n\to\infty$ эквивалентное т. н. сферической модели (квазинепрерывному аналогу *Изинга модели*).

Корреляционная длина и параметр обрезания. В основе построения преобразований РГ для описания *критических явлений* лежит общая физ. идея существенного сокращения эфф. числа степеней свободы макроскопич. физ. системы (аналогично тому, как это имеет место в термо- или гидродинамике при переходе от микроскопич. к макроскопич. описанию). Условиями такого сокращения являются наличие в системе взаимодействий только с коротким радиусом, а также резкое возрастание корреляционной длины ξ (или, что то же, радиуса корреляции r_0) вблизи критич. точки T_c; величина ξ характеризует мин. размер области, в к-рой свойства вещества в достаточной степени передают свойства макроскопич. образца. При больших значениях ξ весьма правдоподобной выглядит гипотеза подобия (см. ниже), приводящая к явлению универсальности, т. е. независимости физ. свойств системы от деталей строения гамильтониана (в т. ч. от значений входящих в него констант связи разл. взаимодействий). Существенными оказываются лишь значения размерностей n и d, где n характеризует симметрию *параметра порядка* (т. е. число компонент вектора спина или квазиспина; см. *Спиновый гамильтониан*), а d — число измерений пространства дискретной решётки; соответственно все квазиспиновые модели подразделяются на классы эквивалентности (n, d) (рис. 1).

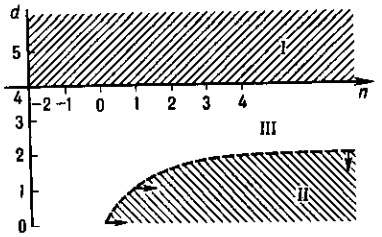


Рис. 1. Основные области I, II, III на (n, d)-плоскости (n — число компонент спина; d — размерность решётки); I — «классическая» область ($d\geqslant 4$) со значениями критических показателей в *среднего поля приближении*; II — область, где фазовый переход отсутствует ($T_c\equiv 0$); III — промежуточная область с соответствующими значениями критических показателей. Граница между областями II и III проходит через точки (0, 0), (1, 1) и (∞, 2).

Уменьшение числа степеней свободы (в единице объёма) при описании критич. явлений проводится обычно посредством перехода от микроскопич. узельных, или «ячеечных», спинов к макроскопич. квазинепрерывным «блочным» спинам, определяемым как нек-рое среднее (разумеется, не в термодинамич. смысле) от b^d дискретных ячеечных спинов. Здесь $b\geqslant 1$ — целое число, указывающее, во сколько раз каждое из d рёбер гиперкубич. спинового «блока» превосходит постоянную исходной решётки. Описанная операция проводится столько раз, сколько необходимо, чтобы линейные размеры блока стали порядка ξ (очевидно, это вполне аналогично операции сглаживания или крупнозернистого усреднения, используемой, напр., в гидродинамике). С др. стороны, переход к блочным спинам, обладающим пространственным разрешением $\sim b$, вполне эквивалентен удержанию в фурье-разложении по векторам $\boldsymbol{k}$ в первой *Бриллюэна зоне* обратной решётки фурье-компонент лишь с $k<\Lambda$, где $\Lambda=2\pi b^{-1}$ — параметр обрезания. Физически это соответствует пренебрежению коротковолновыми флуктуациями с k, превосходящими Λ, в непрерывном распределении спиновой плотности.

Преобразование Каданова и модель Гинзбурга — Ландау. При переходе от ячеечных к блочным спинам происходит также соответствующий переход от исходного ячеечного к блочному гамильтониану, к-рый осуществляется посредством преобразования Каданова (L. P. Kadanoff, 1966) K_b, обладающего групповым свойством $K_aK_b=K_{ab}$ и приводящего к эфф. зависимости параметров блочного гамильтониана от абс. темп-ры T, внеш. магн. поля $\boldsymbol{H}$ и т. п. Простейший и наиб. употребительный блочный гамильтониан описывает модель Гинзбурга — Ландау (В. Л. Гинзбург, Л. Д. Ландау, 1958) (см. также *Ландау теория фазовых переходов*). Соответствующий гамильтониан можно записать в одной из двух физически эквивалентных форм (см. ниже): как оператор (1), заданный на дискретном пространстве решётки, или как функционал (3) от неоднородного (но с учётом только длинноволновых флуктуаций) пространственного распределения спиновой плотности. Именно,

$$\mathscr{H}[\hat{\sigma}]=b^d\sum_x\{a_0+a_2\hat{\sigma}_x^2+a_4\hat{\sigma}_x^4+ +c\frac{b^{-2}}{2}\sum_y{}'(\hat{\sigma}_x-\hat{\sigma}_{x+y})^2-\boldsymbol{h}\hat{\boldsymbol{\sigma}}_x\}, \tag{1}$$

где блочный спин $\boldsymbol{\sigma}_x$ определён как полный спин блока, отнесённый к числу узлов (ячеек) в блоке b^d ($\boldsymbol{x}$ — радиус-вектор центра блока), $\boldsymbol{\sigma}_x=b^{-d}\sum_f\boldsymbol{\sigma}_f$; слагаемое, пропорц. c в (1), описывает взаимодействие между блоками градиентного типа (штрих у знака суммы указывает, что суммирование идёт по $2d$ блокам $\boldsymbol{y}$ — ближайшим соседям блока $\boldsymbol{x}$). Здесь $\boldsymbol{h}$ — внеш. магн. поле, коэф. a_0, a_2, a_4 и c зависят от T (как и возможные, в принципе, коэф. a_6, a_8, ... при более высоких чётных степенях спинов) и являются гладкими (несингулярными) ф-циями T и др. параметров, в т. ч. и в самóй критич. точке. Последнее свойство обусловлено короткодействующим характером исходного взаимодействия между ячеечными (а следовательно, и блочными) спинами, причём каждое слагаемое в $\mathscr{H}[\hat{\sigma}]$ описывает локальные свойства и относится к конечному числу ($\sim b^d$) спинов.

С др. стороны, учитывая, что величина

$$\boldsymbol{\sigma}(\boldsymbol{x})=L^{-d/2}\sum_{\boldsymbol{k}}\sigma_{\boldsymbol{k}}\exp(i\boldsymbol{k}\boldsymbol{x})\ (|\boldsymbol{k}|<\Lambda=2\pi b^{-1}) \tag{2}$$

описывает спиновую конфигурацию в масштабах вплоть до $b\sim\Lambda^{-1}$, имеем

$$\mathscr{H}[\sigma]=\int d^dx\{a_0+a_2\boldsymbol{\sigma}^2(\boldsymbol{x})+a_4\boldsymbol{\sigma}^4(\boldsymbol{x})+ +c(\nabla\boldsymbol{\sigma}(\boldsymbol{x}))^2-\boldsymbol{h}\boldsymbol{\sigma}\}, \tag{3}$$

где $\boldsymbol{\sigma}^2\equiv\boldsymbol{\sigma}(\boldsymbol{x})\boldsymbol{\sigma}(\boldsymbol{x})=\sum_{i=1}^{n}(\sigma_i(\boldsymbol{x}))^2$, $\boldsymbol{\sigma}^4=(\boldsymbol{\sigma}^2)^2$, $(\nabla\boldsymbol{\sigma})^2=\sum_{\alpha=1}^{d}\sum_{i=1}^{n}(\partial\sigma_i/\partial x_\alpha)^2$; используя (2), можно записать (3) в наиб. часто применяемой форме (при $a_0=0$, $h=0$) с общепринятыми обозначениями $a_2=r_0$, $a_4=u$:

$$\mathscr{H}[\sigma]=\frac{1}{2}\sum_{k,i}(r_0+c\boldsymbol{k}^2)\,|\sigma_{ik}|^2+ +\frac{u}{8}L^{-d}\sum_{k,k',k'',i,j}\sigma_{ik}\sigma_{ik'}\sigma_{jk''}\sigma_{j,-k-k'-k''}; \tag{4}$$

суммирование по i и j проводится от 1 до n, а модули всех волновых векторов под знаком суммы ограничены сверху величиной Λ.

Масштабное преобразование и размерности. Наряду с построением блочной спиновой конструкции путём последовательного применения преобразования Каданова, при определении РГ для критич. явлений используется масштабное преобразование $\boldsymbol{x}\to\boldsymbol{x}'=\boldsymbol{x}/s$ (соответственно $\boldsymbol{k}\to\boldsymbol{k}'=s\boldsymbol{k}$), при к-ром физ. система «сжимается» в s раз по каждому направлению. Тогда после двойного преобразования Каданова K_{sb} размер sb спиновых блоков вновь уменьшается до исходной величины b, однако в блочный гамильтониан войдут перенормированные спины $\boldsymbol{\sigma}'_{x'}=\lambda_s\boldsymbol{\sigma}_{x/s}$, где $\lambda_s=s^a$ (a не зависит от s), так что $\lambda_s\lambda_{s'}=\lambda_{ss'}$. Вообще говоря, в связи с масштабными преобразованиями, принято вводить масштабные, или аномаль-

ные, размерности Δ_A любых физ. величин A, характеризующих систему: $A(x)\to A'(x')=s^{\Delta_A}A(x/s)$ — в отличие от обычных, или канонических, размерностей d_A, определяемых в связи с изменением характерного линейного размера L и $[A]=[L^{-d_A}]$, причём в общем случае $\Delta_A\neq d_A$. Это различие обусловлено тем, что канонич. размерность определяется с учётом преобразования всех длин, тогда как при определении аномальной размерности, имеющей динамич. природу, предполагается, что в окрестности критич. точки преобразуется лишь единственный существенный параметр длины — радиус корреляции $\xi\to\infty$ при $T\to T_c$ $(h=0)$ (см. также *Масштабная инвариантность*), через к-рый и должны выражаться результаты всех масштабных преобразований (точнее, через безразмерную комбинацию s/ξ). Согласно гипотезе подобия, расходимость сингулярных величин вблизи T_c целиком обусловлена именно их зависимостью от ξ, на основании чего может быть получен ряд законов подобия, связывающих друг с другом критич. показатели и выражающих условия непротиворечивости разл. определений размерности одной и той же физ. величины.

Ренормализационная группа (РГ) для критических явлений. Сочетание описанных выше операций крупнозернистого разбиения и изменения масштаба определяет совокупность преобразований РГ $\{R_s,\ s\geqslant 1\}$, обладающих групповым свойством $R_sR_{s'}=R_{ss'}$ (точнее, полугрупповым, т. к. для них не определено обратное преобразование). Окончательно преобразование R_s для РГ можно определить как преобразование $\boldsymbol{\mu}'=R_s\boldsymbol{\mu}$ в т. н. параметрическом или $\boldsymbol{\mu}$-пространстве, где каждая точка $\boldsymbol{\mu}$ представляет собой набор параметров эфф. блочного гамильтониана, а совокупность преобразований $\{R_s\}$ — семейство нек-рых «траекторий» в нём. В общем случае размерность пространства $\{\boldsymbol{\mu}\}$ превосходит размерность пространства параметров исходного ячеечного гамильтониана $(r_0,\ u,\ c)$ и растёт по мере роста числа преобразований РГ, однако обычно удаётся ограничиться подпространством основных (доминирующих) взаимодействий. Наиб. физ. интерес в методе РГ представляют неподвижные точки $\boldsymbol{\mu}^*$, инвариантные относительно преобразований симметрии R_s, т. е. обладающие свойством $R_s\boldsymbol{\mu}^*=\boldsymbol{\mu}^*$ при нек-ром конечном s (а следовательно, и в пределе $s\to\infty$). Для этих точек вводится понятие критической поверхности, для к-рой $\lim\limits_{s\to\infty}R_s\boldsymbol{\mu}=\boldsymbol{\mu}^*$, так что с ростом s все её точки переходят в $\boldsymbol{\mu}^*$, а при достаточно больших s все точки $R_s\boldsymbol{\mu}$ будут находиться достаточно близко к $\boldsymbol{\mu}^*$.

Основная физ. гипотеза, связывающая РГ с критич. явлениями (K. Вильсон, K. G. Wilson, 1971), состоит в том, что $\boldsymbol{\mu}(T_c,0)$ лежит на критич. поверхности неподвижной точки $\boldsymbol{\mu}^*$, т. е. $\lim\limits_{s\to\infty}R_s\boldsymbol{\mu}(T_c,0)=\boldsymbol{\mu}^*$, тогда как при $T\neq T_c$, $H\neq 0$ точка $\boldsymbol{\mu}(T,H)$ не принадлежит критич. поверхности. В окрестности $\boldsymbol{\mu}^*$ оператор R_s может быть линеаризован след. образом: если $\boldsymbol{\mu}=\boldsymbol{\mu}^*+\delta\boldsymbol{\mu}$ (где $\delta\boldsymbol{\mu}$ в нек-ром смысле мало), то ур-ние $\boldsymbol{\mu}'=R_s\boldsymbol{\mu}$ можно записать в виде $\delta\boldsymbol{\mu}'=R_s^L\delta\boldsymbol{\mu}+O\left((\delta\boldsymbol{\mu})^2\right)$, где R_s^L — линеаризованная часть оператора R_s, для к-рой существует набор собственных векторов (ортов) $\{\boldsymbol{e}_j\}$ и собственных значений $\{\rho_j(s)\}$, причём групповое свойство R_s обусловливает степенной вид зависимости $\rho_j(s)=s^{y_j}$ (y_j — критич. показатель, не зависящий от s). Тогда $\delta\boldsymbol{\mu}=\sum\limits_j t_j\boldsymbol{e}_j$, $\delta\boldsymbol{\mu}'=\sum\limits_j t_j'\boldsymbol{e}_j$, где $t_j'=t_js^{y_j}$. Для произвольных точек $\boldsymbol{\mu}$ вводится понятие масштабных полей $g_i(\boldsymbol{\mu})$, для к-рых $g_i(R_s\boldsymbol{\mu})=g_i(\boldsymbol{\mu})s^{y_i}$; в частности, при $\boldsymbol{\mu}$, близких к $\boldsymbol{\mu}^*$, имеем $g_i(\boldsymbol{\mu}^*+\delta\boldsymbol{\mu})=t_i+O\left((\delta\boldsymbol{\mu})^2\right)$. Вблизи критич. точки гамильтониан $\mathscr{H}$ можно представить в виде $\mathscr{H}=\mathscr{H}^*+\sum\limits_i t_i\chi_i+O(t_i^2)$, где масштабные переменные (или операторы) χ_i определяются как $\partial\mathscr{H}/\partial t_i$ (а в более общем случае — как сопряжённые к g_i операторы $\partial\mathscr{H}/\partial g_i$). Масштабные поля (и соответствующие им операторы) наз. существенными, если $y_j>0$ (ρ_j возрастает с ростом s), несущественными, если $y_j<0$ (ρ_j убывает с ростом s), и промежуточными, если $y_j=0$ (ρ_j не зависит от s). Число существенных параметров возрастает с понижением размерности d; кроме того, оно зависит от конкретного характера неподвижной точки $\boldsymbol{\mu}^*$ [напр., вблизи гауссовой неподвижной точки (см. ниже) $r_0'=r_0s^2$ существен при всех d, $u'=us^{4-d}$ становится существенным при $d<4$, $u'_6=u_6s^{6-2d}$ — при $d<3$, а при $d<2$ возникает ещё ряд существенных параметров; параметр $c'=c$ является промежуточным при любых d]. Соответственно вдоль существенных «осей» $\boldsymbol{e}_j$ траектории «уходят» от точки $\boldsymbol{\mu}^*$, а вдоль несущественных — «подходят» (см., напр., рис. 2, 3) к ней (промежуточный случай нуждается в дополнит. исследовании); совокупность ортов, соответствующих «сходящимся» траекториям, образует подпространство, наз. областью притяжения $\boldsymbol{\mu}^*$ и являющееся частью критич. поверхности.

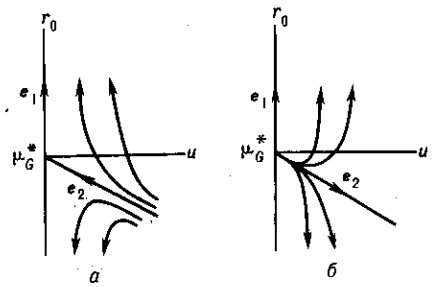


Рис. 2. Гауссова неподвижная точка μ_G^* со значениями параметров $r_0^*=u^*=0$ и собственные векторы e_1 и e_2 оператора R_s^L на плоскости двух параметров $(r_0,\ u)$. Линии гока и стрелки указывают направления движения $R_s\mu$ с ростом s: a — устойчивая точка $(d>4)$; $б$ — неустойчивая точка $(-2<d<4)$.

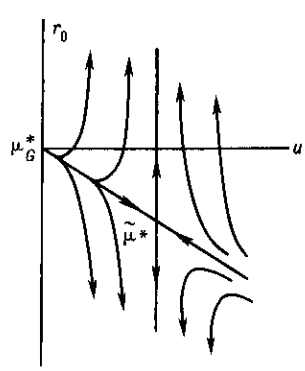


Рис. 3. Неустойчивая гауссова неподвижная точка μ_G^* и устойчивая нетривиальная неподвижная точка $\tilde{\mu}^*$ при $d<4$ $(d=4-\varepsilon,\ \varepsilon>0)$.

В окрестности $\boldsymbol{\mu}^*$ действие преобразования РГ имеет вид

$$R_s\boldsymbol{\mu}(T)\approx\boldsymbol{\mu}^*+t_1(T)s^{y_1}\boldsymbol{e}_1+O(s^{y_2})\approx$$
$$\approx\boldsymbol{\mu}^*\pm(s/\xi)^{1/\nu}\boldsymbol{e}_1+O(s^{y_2}),\qquad(5)$$

где учтено, что t_i — гладкие ф-ции T, обращающиеся в нуль при $T=T_c$ и $h=0$, так что $t_1(T)\sim A\tau$, $\tau\equiv(T-T_c)/T_c$, и введены обозначения $\xi=|A\tau|^{-\nu}$, $\nu=1/y_1>0$, а $y_2<0$ — наибольшее из всех $y_i\neq y_1$; при $h\neq 0$ вблизи T_c в правую часть (5) добавляется слагаемое $hs^{y_h}\boldsymbol{e}_h$, причём обычно $y_h>0$. Если кроме y_1 и y_h имеются ещё один или более существенных параметров, то неподвижная точка становится неустойчивой *поликритической точкой* (трикритической при одном дополнит. параметре, тетракритической при двух и т. д.). Неподвижная точка такого типа характеризуется т. н. кроссоверным показателем $\varphi_i=y_i/\nu=y_i/y_1$ (соответствующее слагаемое в (5) имеет вид $t_i|t_1|^{-\nu}$ при $s=\xi=|t_1|^{-\nu}$), показывающим, насколько существен параметр t_1 при данной величине t_i.

Одной из осн. задач в методе РГ является классификация и анализ устойчивости возможных неподвижных точек и нахождения связанных с ними критич. поверхностей, масштабных полей и их критич. показателей. С этой целью широко используются методы топологии и качественной

теории дифференц. ур-ний для траекторий в μ-пространстве [т. н. уравнений Каллана — Симанзика (C. G. Callan, K. Symanzik, 1970)], причём результаты удобно изображать с помощью «линий тока», указывающих направление движения разл. точек μ-пространства под действием преобразований R_s.

Неподвижные точки, траектории и Э.-р. для модели Гинзбурга — Ландау. Наиб. простой, но практически важный случай применения метода РГ — модель Гинзбурга — Ландау, соответствующая случаю трёхмерного параметрич. пространства $\mu=(r_0, u, c)$. При условии фиксированного значения c преобразование R_s реализуется в нём посредством системы двух обыкновенных дифференц. ур-ний в двухпараметрич. плоскости (r_0, u) в области малых значений r_0, u и $\varepsilon=4-d$:

$$\frac{dr_0}{dl}=2r_0+pu(1-r_0), \quad \frac{du}{dl}=\varepsilon u-qu^2, \qquad (6)$$

где $l\equiv\ln s$, $p=16(n+2)$, $q=16(n+8)$. Неподвижные точки системы (6) могут быть найдены из условия $dr_0/dl=du/dl=0$, а соответствующие пары критич. показателей (y_1, y_2) — с помощью линеаризации этой системы вблизи неподвижных точек. Тривиальная, или гауссова, неподвижная точка μ^*_G характеризуется значениями $r^*_0=u^*=0$ и показателями $y_1=2$, $y_2=\varepsilon$; очевидно, μ^*_G устойчива при $d>4$ $(y_2<0)$ и неустойчива при $d<4$ $(y_2>0)$ (рис. 2), причём при $d>4$ роль критич. поверхности выполняет прямая, направленная вдоль орта e_2, а при $d<4$ у μ^*_G вообще отсутствует критич. поверхность. В случае $d<4$ $(\varepsilon>0)$ устойчивой становится другая неподвижная точка — т. н. нетривиальная $\tilde{\mu}^*$, характеризуемая значениями $\tilde{r}^*_0=-(p/2q)\varepsilon<0$ и $\tilde{u}^*=\varepsilon/q$ и критич. показателями $y_1=2-(p/q)\varepsilon$, $y_2=-\varepsilon<0$ (рис. 3); очевидно, что при $d>4$ $(\varepsilon<0)$ неподвижная точка $\tilde{\mu}^*$, хотя формально и существует, но соответствует значению $u<0$ и потому не имеет физ. смысла.

В граничном случае $d=4$ обе неподвижные точки μ^*_G и $\tilde{\mu}^*$ сливаются в одну, двукратно вырожденную, причём степенные особенности корреляц. ф-ций сменяются при этом на логарифмические. Физ. смысл смены характера устойчивости точек μ^*_G и $\tilde{\mu}^*$ при переходе через значение $d=4$ состоит в том, что при $d>4$ спиновые флуктуации слабо взаимодействуют друг с другом и критич. поведение описывается гауссовым приближением (эквивалентным *среднего поля приближению*), в к-ром осн. роль играет градиентное слагаемое с $c\neq0$, соответствующее сильному взаимодействию соседних спиновых блоков. Однако при $d<4$ влияние этих флуктуаций становится существенным и величиной u, в принципе, нельзя пренебрегать, однако учитывать вклад соответствующего слагаемого в критич. свойства возможно лишь приближённо.

Построение Э.-р. для критич. показателей вблизи нетривиальной неподвижной точки $\tilde{\mu}^*$ при $d<4$ [К. Вильсон, М. Фишер (K. G. Wilson, M. E. Fisher); 1972] в виде степенного ряда по ε становится возможным благодаря тому, что $u^*=O(\varepsilon)$, и для вычисления свободной энергии и корреляционных ф-ций может быть использована *термодинамическая теория возмущений*, в к-рой в качестве гамильтониана возмущения рассматривается входящее в правую часть (3) или (4) слагаемое, пропорциональное u и содержащее σ^4.

При построении Э.-р. с помощью формально расходящихся рядов теории возмущений используется хорошо разработанный аналог метода *Фейнмана диаграмм* для спиновых операторов. Так, напр., согласно ур-нию Дайсона, корреляц. ф-ция $G(k)=\langle\sigma(k)\sigma(-k)\rangle$ имеет вид $G^{-1}(k)=G_0^{-1}(k)+\Sigma(k)$, где $G_0(k)$ — «свободная» корреляц. ф-ция в отсутствие взаимодействия ($u\equiv0$); в критич. точке $\tau=0$, $G_0^{-1}(k)\sim k^2$, а массовый оператор $\Sigma(k)$ в низших порядках по взаимодействию может быть разложен по степеням $\ln k$. С др. стороны, согласно результатам анализа по методу РГ, вблизи критич. точки $G(k)\sim k^{-2+\eta}(1+O(k^{-y_2})$, и для нахождения $\eta=O(\varepsilon^2)$ возникает задача отделения «существенных» слагаемых, содержащих η в разложении $G(k)$ по степеням $\ln k$ при $k\to0$,

$$k^{\eta}=e^{\eta\ln k}=1+\eta\ln k+\frac{\eta^2}{2!}(\ln k)^2+\ldots \qquad (7)$$

от «несущественных», возникающих благодаря наличию несуществ. переменной t_2 с малым показателем $y_2=O(\varepsilon)$; для этого необходимо подобрать спец. вид ф-ции $u(\varepsilon)$ (обычно такой, чтобы обратить t_2 в нуль). Очевидно, от выбора $u(\varepsilon)$, равно как и от величины и способа введения параметра обрезания Λ, согласно гипотезе универсальности, не должен зависеть окончательный результат; описанная процедура наз. исключением медленного переходного процесса или расширением критич. области (Вильсон, 1971).

Родственными Э.-р. в квантовой статистич. физике являются также разложения на малых расстояниях и на световом конусе для произведений локальных токов в КТП. Напр., произведения двух локальных токов $J(x+\lambda)$ и $J(x-\lambda)$ при малых пространственно-временных векторах λ ведут себя след. образом:

$$J(x+\lambda)J(x-\lambda)=\sum_i K_i(\lambda)\tilde{J}_i(x)+Q(\lambda, x).$$

Здесь $K_i(\lambda)$ — сингулярные c-числовые коэффициенты; $J_i(x)$ — нек-рые новые локальные токи, а член $Q(\lambda, x)$ несингулярен в точке $\lambda=0$. Такого рода разложения позволяют исследовать асимптотику коэффициентов $K_i(\lambda)$ при $\lambda\to0$ методами РГ. В частности, именно таким образом строится описание глубоко-неупругого рассеяния в квантовой хромодинамике (Вильсон, 1969).

Метод РГ для критич. явлений, в том числе Э.-р., до настоящего времени не имеет вполне надёжного матем. обоснования, а также к.-л. однозначной реализации. Существует ряд подходов, основанных на использовании теории возмущений, рекуррентных ф-л, дифференц. ур-ний и т. п., каждый из к-рых обладает своими преимуществами и недостатками. Однако в целом метод РГ наиб. предпочтителен для анализа критич. явлений, т. к. в отличие от прямых методов вычисления статистич. суммы и корреляц. ф-ций преобразования РГ действуют в пространстве несингулярных величин и предоставляют широкие возможности для построения аппроксимаций, в т. ч. прямых численных расчётов с использованием ЭВМ.

Лит.: Вильсон К., Когут Дж., Ренормализационная группа и ε-разложение, пер. с англ., М., 1975; Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Статистическая физика, ч. 1, 3 изд., М., 1976, § 147; Паташинский А. З., Покровский В. Л., Флуктуационная теория фазовых переходов, 2 изд., М., 1982; Pfeuty P., Toulouse G., in: Introduction to the renormalization group and to the critical phenomena, L.— N. Y., 1977; Ма Ш., Современная теория критических явлений, пер. с англ., М., 1980; Изюмов Ю. А., Скрябин Ю. Н., Статистическая механика магнитоупорядоченных систем, М., 1987.

Ю. Г. Рудой.

ЭРБИЙ (лат. Erbium), Er,— хим. элемент III группы периодич. системы элементов, ат. номер 68, ат. масса 167,26; относится к *лантаноидам*. В природе представлен 6 стабильными изотопами: ^{162}Er (0,14%), ^{164}Er (1,61%), ^{166}Er (33,6%), ^{167}Er (22,95%), ^{168}Er (26,8%), ^{170}Er (14,9%). Электронная конфигурация внешних оболочек $4s^2p^6d^{10}f^{12}5s^2p^66s^2$. Энергии последоват. ионизаций 6,10; 11,93; 22,7; 42,7 эВ. Радиус атома Er 175 пм, иона Er^{3+} 85 пм. Значение электроотрицательности 1,3. Работа выхода электрона 3,12 эВ.

Серебристый металл с гексагональной плотнейшей упаковкой кристаллич. структуры, параметры решётки $a=356$ пм, $c=559{,}5$ пм. $t_{пл}=1522$ °С, $t_{кип}=2857$ °С (по др. данным, 2510 °С), плотн. 9,04 кг/дм^3, уд. теплоёмкость $c_p=28{,}08$ Дж/(моль·К), уд. теплота плавления 19,90 кДж/моль. Характеристич. темп-ра Дебая $\theta_D=163$ К. Ферромагнетик, магн. восприимчивость $\chi=263\cdot10^{-9}$ (при комнатной темп-ре), точка Кюри 19,6 К. Уд. электрич. сопротивление 0,85 мкОм·м (при 20 °С), температурный коэф. линейного расширения ок. $12\cdot10^{-6}$ К$^{-1}$. Пластичен, при комнатной темп-ре возможны обжатия более чем на 20%. Тв. по Бринеллю Э. чистотой 98,2% — 382,9 МПа, чистотой 99,6% — 490,5 МПа. Модуль продольной упругости 73,4 ГПа (при 20 °С), модуль сдвига 29,6 ГПа (при 20 °С).

Проявляет степень окисления +3. Э.— компонент магн. сплавов, входит в состав нек-рых ферритов, спец. стёкол. В качестве радиоакт. индикатора наиб. удобен β^--радиоактивный ^{169}Er ($T_{1/2}$=9,3 сут). *С. С. Бердоносов.*

ЭРГ (эрг, erg, от греч. érgon — работа) — единица работы и энергии в *СГС системе единиц*. 1 эрг равен работе, совершаемой при перемещении точки приложения силы, равной 1 дин, на расстояние 1 см в направлении действия силы. 1 эрг = 10^{-7} Дж = $1{,}02\cdot10^{-8}$ кгс·м = $2{,}39\cdot10^{-8}$ кал = $=2{,}78\cdot10^{-14}$ кВт·ч.

ЭРГОДИ́ЧЕСКАЯ ГИПО́ТЕЗА в статистической физике — предположение, что средние по времени значения физ. величин, характеризующих систему, равны их средним статистическим. Предложена Л. Больцманом в 1887 для обоснования *статистической физики*.

В классич. статистич. физике равновесных систем Э. г. основана на предположении, что средние по времени от фазовых переменных (ф-ций, зависящих от координат q и импульсов p всех частиц замкнутой и энергетически изолированной системы), взятые вдоль траектории движения системы в *фазовом пространстве*, равны средним статистическим по равномерному распределению фазовых точек в тонком (в пределе — бесконечно тонком) слое вблизи поверхности постоянной энергии. В квантовой статистич. физике Э. г. есть предположение, что все энергетич. состояния в тонком слое вблизи поверхности постоянной энергии равновероятны. Э. г. эквивалентна, т. о., предположению, что замкнутая система (как классическая, так и квантовая) может быть описана *микроканоническим распределением Гиббса*. Напр., для классических замкнутых систем из N частиц с *Гамильтона функцией* $H_N(p, q)$ в объёме V почти всегда существуют средние по времени от функции фазовых переменных $F(p(t), q(t))$

$$\tilde{F}=\lim_{T\to\infty}\frac{1}{T}\int_0^T F(p(t), q(t))dt,$$

где эволюция $p(t)$, $q(t)$ во времени определяется из решения ур-ний Гамильтона. Согласно Э. г.,

$$\tilde{F}=\langle F\rangle_{\text{м. к.}}=\int F(p, q)f_{\text{м. к.}}(p, q)d\Gamma_N,$$

где $d\Gamma_N=dpdq/N!h^{3N}$ — элемент фазового объёма в безразмерных переменных; $f_{\text{м. к.}}(p, q)$ — микроканонич. распределение, имеющее вид

$$f_{\text{м. к.}}(p, q)=\begin{cases}W(\mathscr{E}, N, V) & \text{при } \mathscr{E}\leqslant H_N(p, q)\leqslant\mathscr{E}+\Delta\mathscr{E},\\ 0 & \text{вне этого слоя}\end{cases}$$

(интегрирование проводится по всем «микроскопическим» состояниям системы, энергия к-рых лежит в слое энергии шириной $\Delta\mathscr{E}$); $W(\mathscr{E}, N, V)=\int d\Gamma_N$ — *статистический вес*, связанный с энтропией S соотношением $S=k\ln W$.

Делались попытки обоснования Э. г. с помощью исследования свойств фазовых траекторий замкнутых изолированных механич. систем из большого числа частиц. Были доказаны эргодические теоремы (см. *Эргодическая теория*), к-рые сводили Э. г. к предположению о специфич. свойстве фазового пространства (его *метрической неразложимости*). Однако для обоснования статистич. физики эти теоремы не являются необходимыми, т. к. фазовые траектории чрезвычайно чувствительны к малым возмущениям (см. *Размешивание*). В частности, они очень чувствительны к малейшему нарушению изоляции или замкнутости системы. Аналогичным свойством чувствительности квантовых состояний к малым возмущениям обладают и квантовые системы. *Д. Н. Зубарев.*

ЭРГОДИ́ЧЕСКАЯ ТЕО́РИЯ

Содержание:

Введение 625
Проблема инвариантной меры 626
Классические эргодические теоремы и проблема эргодичности 626
Мультипликативная эргодическая теорема и характеристические показатели 627
Э. т. и теория вероятностей 628
Стохастичность динамических систем 628
Спектр динамической системы 629
Энтропийная теория динамических систем 630
Символическая динамика 631
Гиперболические системы 631
Динамические системы биллиардного типа 633
Одномерные динамические системы 634
Случайные динамические системы 634
Э. т. и классическая статистическая физика 635
Некоммутативная Э. т. 636

Введение

Э. т. (метрическая теория динамических систем) — раздел теории *динамических систем*, изучающий их статистич. свойства. Возникновение Э. т. (1-я треть 20 в.) было стимулировано попытками доказать *эргодическую гипотезу* (термин введён П. и Т. Эренфестами, P. и T. Ehrenfest), предложенную в кон. 19 в. Л. Больцманом для обоснования статистич. физики.

В Э. т. осн. объект исследования — динамич. система (ДС), понимаемая как *группа* (или полугруппа) преобразований нек-рого пространства с мерой, сохраняющих эту меру. В применении к консервативным ДС, описываемым дифференц. ур-ниями, речь идёт о семействе сдвигов вдоль фазовых траекторий, а роль сохраняющейся (инвариантной) меры играет фазовый объём. В общем случае пространство с мерой — это тройка $(X, \mathscr{A}, \mu)$, в к-рой X — произвольное множество с выделенным семейством $\mathscr{A}$ его подмножеств (σ-алгеброй измеримых подмножеств), содержащим само X в качестве одного из элементов и замкнутым относительно теоретико-множественных операций (объединения и пересечения конечного или счётного числа множеств и перехода от любого множества к его дополнению). Мера μ — это неотрицательная ф-ция, заданная на $\mathscr{A}$ и обладающая свойством счётной аддитивности: если $A_1, A_2, \ldots$ — множества из $\mathscr{A}$, к-рые попарно не пересекаются, то мера их объединения равна сумме мер. Если $\mu(X)<\infty$, то μ можно нормировать, поделив на $\mu(X)$, и считать $(X, \mathscr{A}, \mu)$ вероятностным пространством (см. *Вероятностей теория*). Для ДС, отвечающей гамильтоновой системе дифференциальных ур-ний, в качестве X можно взять любую гиперповерхность постоянной энергии, а в качестве μ — меру, индуцированную на этой гиперповерхности фазовым объёмом. Всюду в дальнейшем предполагается, что рассматриваемые ДС определены на вероятностном пространстве.

В большинстве случаев преобразования, входящие в ДС, образуют однопараметрич. группу $\{T^t\}$. Параметр t, интерпретируемый как время, обычно принимает любые действительные или любые целые значения. В первом случае говорят о ДС с непрерывным временем (потоке), во втором — о ДС с дискретным временем (каскаде). Иногда t принимает лишь неотрицат. значения и $\{T^t\}$ является не группой, а полугруппой преобразований. (В этом случае иногда употребляют термины «полупоток» и «полукаскад».) Групповое свойство системы $\{T^t\}$ выражается тождеством $T^tT^sx=T^{t+s}x$, справедливым для любого $x\in X$ и любых двух значений параметра. Вследствие группового свойства каскад $\{T^t\}$ полностью определяется преобразованием $T=T^1$ и часто отождествляется с ним. Инвариантность меры μ означает, что для любого множества $A\in\mathscr{A}$ и любого $t\geqslant0$ выполняется равенство $\mu(T^{-t}A)=$ $=\mu(A)$, где $T^{-t}A=(T^t)^{-1}A=\{x\in X: T^tx\in A\}$ — полный прообраз множества A при отображении T^t.

Следует отметить, что нек-рые ситуации, изучаемые в Э. т., не охватываются изложенной схемой. Это, в частности, относится к «некоммутативной эргодич. теории», связанной с квантовой физикой (см. ниже), и к тем задачам, в к-рых инвариантная мера не задана с самого начала, а может принадлежать нек-рому классу мер или выбирается из этого класса на основе тех или иных общих принципов. Кроме того, начиная с 70-х гг. в Э. т. постоянно

растёт интерес к ДС, в к-рых временной параметр t пробегает не одномерное пространство R^1 (или решётку Z^1), а пространство R^d (решётку Z^d) или группу ещё более общего вида. Такие системы находят, в частности, применение в статистич. физике. На них переиесена значит. часть «одномерной» Э. т., но с ними связан и ряд новых проблем.

Простейшими примерами ДС могут служить каскад и поток, определяемые одной и той же ф-лой $T^t x = \mathrm{Fr}(x+t\alpha)$, где x — точка n-мерного единичного куба $X = K^n = [0,1)^n$, $n>1$; α — векторный параметр, а $\mathrm{Fr}(x+t\alpha) = x+t\alpha-[x+t\alpha]$ — вектор, состоящий из дробных частей компонент вектора $x+t\alpha$ (из каждой компоненты $x_i+t\alpha_i$ вычтена её целая часть $[x_i+t\alpha_i]$). В качестве инвариантной меры берётся n-мерный объём (мера Лебега). Отождествляя K^n с n-мерным тором (при $n=1$ — с окружностью), говорят, что ДС порождена сдвигами на торе (поворотами окружности). Траектории этой системы образуют обмотку тора (рис. 1, на к-ром $n=2$), причём

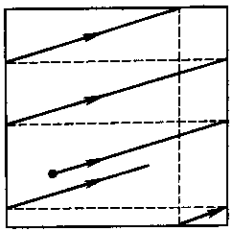


Рис. 1. Отрезок траектории обмотки двумерного тора.

либо все траектории замкнуты, либо все не замкнуты. Такая ДС возникает на каждом из инвариантных торов, на к-рые разбивается фазовое пространство гамильтоновой системы в случае, когда она вполне интегрируема.

Другая ДС (каскад) $\{T^t\}$ с тем же фазовым пространством определяется ф-лой $T^1 x = \mathrm{Fr}(Ax)$, где A — произвольная квадратная матрица n-го порядка с целочисленными элементами и определителем, равным ± 1 (условия, наложенные на A, гарантируют взаимную однозначность T^1 и инвариантность меры Лебега). Преобразование T^1 наз. автоморфизмом тора.

Ещё один пример: преобразование единичного квадрата $X=\{(x_1, x_2)\colon 0\leqslant x_1, x_2\leqslant 1\}$ с мерой Лебега, к-рое можно задать равенством

$$T(x_1, x_2)=\begin{cases}(2x_1,\ x_2/2), & x_1\leqslant 1/2,\\ (2x_1-1,\ x_2/2+1/2), & x_1>1/2.\end{cases}$$

Его наз. преобразованием пекаря, что объясняется след. наглядной аналогией (рис. 2): прямоугольник

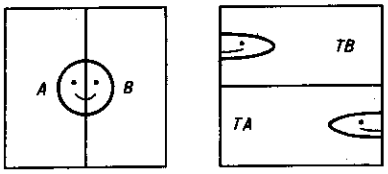


Рис. 2. Действие преобразования пекаря на левую и правую половину квадрата.

$A=\{(x_1, x_2)\colon 0\leqslant x_1\leqslant 1/2,\ 0\leqslant x_2\leqslant 1\}$ (левая половина первоначального куска теста) вдвое сжимается в вертикальном направлении и вдвое растягивается (раскатывается) в горизонтальном. В результате он принимает вид TA. То же самое происходит и с прямоугольником B, но его нужно ещё сдвинуть, чтобы получить TB. Дальнейшие примеры ДС см. в последующих разделах статьи.

В Э. т. важную роль играет понятие изоморфизма ДС. Системы $\{T_1^t\}$ и $\{T_2^t\}$ изоморфны, если между их фазовыми пространствами (из к-рых, быть может, предварительно выброшено по множеству нулевой меры) можно установить взаимно-однозначное соответствие, сохраняющее структуру этих пространств, т. е. переводящее измеримые множества в измеримые множества той же меры, а каждое преобразование T_1^t — в преобразование T_2^t. Изоморфизм сохраняет все свойства ДС, существенные для Э. т., и с общей точки зрения изоморфные системы следует считать лишь разл. представлениями одного и того же объекта.

В «общей» Э. т. можно выделить ряд направлений, занимающихся изучением тех или иных свойств ДС. Так, спектральная теория ДС применяет методы функционального анализа для изучения семейства *линейных операторов* $\{U^t\}$, порождённого ДС. Эти операторы действуют по ф-ле $(U^t f)(x)=f(T^t x)$ в *гильбертовом пространстве* $L^2=L^2(X, \mathscr{A}, \mu)$, состоящем из комплекснозначных ф-ций $f(x)$, $x\in X$, с интегрируемым по мере μ квадратом модуля. Другое направление — энтропийная теория ДС — основано на тесной связи Э. т. с теорией вероятностей и на применении теоретико-вероятностных и теоретико-информац. идей. В «прикладной» Э. т. существуют разделы, в к-рых по преимуществу изучаются ДС, возникающие в теории вероятностей, дифференц. геометрии, теории чисел, статистич. физике и др. областях математики и физики (впрочем, мн. системы имеют «смешанное» происхождение, а вследствие изоморфизма само представление о происхождении ДС становится весьма условным).

Проблема инвариантной меры

В приведённом выше определении ДС инвариантная мера играет не меньшую роль, чем сама группа преобразований: замена меры может резко изменить свойства системы. Если задано лишь нек-рое семейство преобразований пространства X, то возникает вопрос о существовании хотя бы одной, прежде всего вероятностной, инвариантной меры. Иногда он решается относительно просто. Так, по теореме Крылова — Боголюбова всякое непрерывное преобразование компактного метрич. пространства обладает вероятностной инвариантной мерой, а по *Лиувилля теореме* мера Лебега (фазовый объём) инвариантна относительно любой гамильтоновой системы (хотя, в последнем случае мера всего пространства бесконечна, на гиперповерхности постоянной энергии может индуцироваться конечная мера). Иногда вероятностная инвариантная мера единственна. Это имеет место, напр., для каскада, порождённого поворотом окружности: $T^1 x=\mathrm{Fr}(x+\alpha)$, где α — иррациональное число. В др. случаях существует бесконечно много инвариантных вероятностных мер. Одна из проблем Э. т. — изучение инвариантных мер, принадлежащих какому-либо заранее выбранному классу. Пример такого класса — все инвариантные меры с фиксиров. совокупностью множеств меры 0 (такой же, как у заданной, не обязательно инвариантной меры); другой пример — инвариантные меры, удовлетворяющие вариационному принципу (см. ниже).

Классические эргодические теоремы и проблема эргодичности

Эргодич. теоремы описывают поведение временны́х средних физ. величин, т. е. ф-ций, определённых на фазовом пространстве $(X, \mathscr{A}, \mu)$ ДС. Для каскада $\{T^t\}$ временно́е среднее A_t ф-ции $f(x)$, $x\in X$, на отрезке времени $[0, t]$ определяется равенством

$$(A_t f)(x)=t^{-1}\sum_{s=0}^{t-1} f(T^s x),$$

а для потока

$$(A_t f)(x)=t^{-1}\int_0^t f(T^s x)\,ds.$$

Если f — индикатор нек-рого множества F, т. е. $f(x)=1$ при $x\in F$ и $f(x)=0$ при $x\notin F$, то $(A_t f)(x)$ есть не что иное, как доля времени, проведённого траекторией точки x в множестве F.

Первые эргодич. теоремы были доказаны в нач. 30-х гг. Дж. фон Нейманом (J. von Neumann) и Дж. Биркгофом (G. Birkhoff); наз. они соответственно статистической и индивидуальной эргодич. теоремами. Теорема фон Неймана утверждает, что если квадрат модуля ф-ции f интегрируем по мере μ, то $A_t f$ при $t\to\infty$ сходится в среднем квадратическом к нек-рой ф-ции f^*, т. е.

$$\lim_{t\to\infty}\int_X |(A_t f)(x)-f^*(x)|^2\mu(dx)=0.$$

Согласно теореме Биркгофа (в формулировке, найденной А. Я. Хинчиным,— отсюда часто употребляемое наименование: теорема Биркгофа — Хинчина), для ф-ции f, модуль к-рой интегрируем, имеет место сходимость $(A_t f)(x)\to f^*(x)$ при всех x вне нек-рого множества нулевой меры (в этом случае говорят: при μ-почти всех x, или μ-почти всюду). Если временно́й параметр t принимает как положительные, так и отрицат. значения, то в обеих эргодич. теоремах можно в качестве A_t брать среднее по отрезку $[-t, 0]$ или по симметричному отрезку $[-t, t]$ (а также по нек-рым отрезкам, зависящим от t более сложным образом), получая при $t\to\infty$ тот же предел f^*.

Т. о., эргодич. теоремы позволяют говорить о предельных временны́х средних или о временны́х средних по бесконечному отрезку времени. Существование последних — признак нек-рой регулярности в поведении траектории ДС, но эта регулярность связана с усреднением, а потому носит лишь статистич. характер. Что касается предельного временно́го среднего, то его можно охарактеризовать в «геом.» терминах, не прибегая к помощи усреднения. Здесь ключевую роль играет понятие инвариантной функции. Так называются ф-ции, постоянные вдоль траекторий почти всех точек фазового пространства. Множества, индикаторы к-рых инвариантны, наз. инвариантными множествами. В пространстве L^2 инвариантные ф-ции образуют линейное подпространство, и предельное временно́е среднее f^* любой ф-ции $f\in L^2$ совпадает с её ортогональной проекцией на это подпространство. Аналогичным образом можно охарактеризовать f^* и в том случае, когда f имеет лишь интегрируемый модуль, т. е. принадлежит пространству L^1.

Существуют многочисленные обобщения классич. эргодич. теорем. Одно из них касается ДС с многомерным временны́м параметром. Если, в частности, t пробегает d-мерное пространство R^d, $d>1$ (система с непрерывным «временем»), или множество целочисленных векторов этого пространства (система с дискретным «временем»), то временно́е среднее по отрезку заменяется средним по соответствующему d-мерному кубу и эргодич. теоремы фон Неймана и Биркгофа остаются справедливыми.

Особый интерес представляет ситуация, когда не существует никаких инвариантных ф-ций, кроме постоянных (почти всюду), или, что то же самое, когда любое инвариантное множество тривиально в том смысле, что либо оно само, либо его дополнение имеет нулевую меру (такое свойство наз. эргодичностью). ДС с этим свойством наз. эргодической (иногда также — метрически транзитивной или метрически неразложимой). В случае эргодич. системы всякое предельное временно́е среднее представляет собой константу, равную пространственному среднему $\int_X f d\mu$. Т. о., гипотеза Больцмана о равенстве временны́х и пространственных средних физ. величин сводится к предположению об эргодичности ДС, описывающей движение по гиперповерхности постоянной энергии. Если на фазовом пространстве ДС определена не только мера, но и метрика (т. е. задано расстояние между любыми двумя точками), причём любой шар имеет положительную меру, то из эргодичности следует, что каждая траектория всюду плотна, т. е. проходит произвольно близко от любой точки («квазиэргодичность»). Обратное, вообще говоря, неверно. Доказательство эргодичности конкретной ДС нередко оказывается весьма трудной задачей, однако общая теория неэргодич. ДС в известном смысле сводится к теории эргодич. систем, т. к. всякая ДС может быть разложена на эргодич. компоненты.

Мультипликативная эргодическая теорема и характеристические показатели

Особое место среди эргодич. теорем занимает мультипликативная эргодическая теорема В. И. Оселедеца (1968), играющая важную роль в приложениях Э. т. Как и классич. эргодич. теоремы, она описывает поведение ф-ций, заданных на фазовом пространстве ДС, вдоль типичных траекторий. Однако на этот раз речь идёт не о скалярных, а о матричных ф-циях, значения к-рых вдоль траектории не складываются, а перемножаются. Если на фазовом пространстве $(X, \mathcal{A}, \mu)$ каскада $\{T^t\}$ задана измеримая ф-ция M со значениями в множестве квадратных *матриц* k-го порядка, то для любого $x\in X$ и любого целого $t\geqslant 0$ естественно рассмотреть произведение $M_t(x)=M(x)M(T^1x)\dots M(T^tx)$. Аналогом индивидуальной эргодич. теоремы служит утверждение, что при условии

$$\int_X \log^+\|M(x)\|\,\mu(dx)<\infty$$

($^+$ означает, что отрицат. значения log заменяются нулём), запрещающем норме матрицы $M(x)$ при слишком многих x принимать большие значения, для μ-почти всех $x\in X$ существует предел

$$\lim_{t\to\infty}(M_t'(x)M_t(x))^{\frac{1}{2t}}=\Lambda(x)$$

(здесь M' — транспониров. матрица). Структура спектра матрицы $\Lambda(x)$ определяет поведение разл. k-мерных векторов под действием M_t при больших t. Так как $\Lambda(x)$ — симметричная и неотрицательно определённая матрица, все её собственные числа неотрицательны, и, взяв из них только попарно различные, можно расположить их в порядке возрастания: $0<\lambda_1(x)<\dots<\lambda_N(x)$ (N, вообще говоря, зависит от x). Возрастающую цепочку образуют и подпространства $E_0(x)\dots E_N(x)$ пространства R^k, где $E_0(x)$ состоит из одного нулевого вектора, а $E_i(x)$ при $1\leqslant i\leqslant N$ натянуто на все собственные векторы матрицы $\Lambda(x)$ с собственными значениями $\lambda_1(x)\dots\lambda_i(x)$ (очевидно, что $E_N=R^k$). Если вектор $u\in R^k$ лежит в пространстве E_i при $i\geqslant 1$, но не лежит в E_{i-1}, то выполняется соотношение

$$\lim_{t\to\infty}\log\|M_t(x)u\|=\log\lambda_i(x). \qquad (1)$$

Числа $\chi_i(x)=\log\lambda_i(x)$ наз. характеристическими показателями. Т. к. $E_N=R^k$, равенство (1) означает, что каждый вектор $u\in R^k$, эволюционирующий под действием M_t, имеет точный характеристич. показатель, совпадающий с одним из $\chi_i(x)$. Собственные числа $\lambda_i(x)$ и, следовательно, $\chi_i(x)$ описывают также эволюцию n-мерных объёмов $V_n(A)$ множеств $A\subset E_n$ ($n=1, \dots, N$): для любого $t>0$ имеет место равенство

$$V_n(M_t(A))=V_n(A)(\lambda_1(x)\dots\lambda_n(x))^{t[1+\delta(t)]},$$

где $\delta(t)\to 0$ при $t\to\infty$. Поэтому произведение $\lambda_1(x)\dots\lambda_n(x)$ можно считать асимптотич. коэф. растяжения n-мерного объёма в пространстве E_n. Как сами $\lambda_i(x)$, так и их кратности $m_i(x)$ — инвариантные ф-ции, поэтому в эргодич. случае все они μ-почти всюду постоянны. Для ДС с непрерывным временем имеет место аналогичная картина, только в этом случае исходным объектом является не $M(x)$, а матричнозначная ф-ция двух переменных $M_t(x)$, аналогичная введённому выше семейству произведений и удовлетворяющая тождеству $M_{t+s}(x)=M_s(T^tx)M_t(x)$ (такая ф-ция наз. мультипликативным коциклом над $\{T^t\}$). Мультипликативную эргодич. теорему часто применяют в ситуации, когда ДС $\{T^t\}$ определяется системой нелинейных дифференциальных или разностных ур-ний, а матрица $M_t(x)$ отвечает сдвигу на время t вдоль решений лине-

аризов. системы. В этом случае характеристич. показатели $\chi_i(x)$ (называемые также показателями Ляпунова) непосредственно связаны с характером устойчивости траекторий (*устойчивости движения*): если вектор u определяется точкой x и бесконечно близкой к ней точкой x', то положительность χ_i означает, что под действием T^t точки x и x' при $t\to\infty$ удаляются друг от друга с экспоненциальной скоростью, а отрицательность показателя говорит об их экспоненциальном сближении (о связи показателей Ляпунова с энтропией см. ниже).

Э. т. и теория вероятностей

Связь между этими двумя областями можно описать след. образом. Всякий стационарный в узком смысле случайный процесс (см. *Стационарный случайный процесс*) индуцирует в пространстве своих реализаций [т. е. функций $x(s)$ временно́го параметра s] вероятностную меру, инвариантную относительно сдвига S^t, определяемого при каждом t соотношением $(S^tx)(s)=x(s+t)$. Семейство сдвигов $\{S^t\}$ задаёт ДС. Если множество значений процесса конечно или счётно, такая система наз. символической (обычно этот термин употребляется в случае дискретного времени; см. ниже). Возможен и обратный переход от произвольной ДС к стационарному случайному процессу. Действительно, ДС $\{T^t\}$ с фазовым пространством $(X, \mathscr{A}, \mu)$ и произвольная измеримая функция f, определённая на X, порождают систему ф-ций $\{f_t\}$, где $f_t(x)=f(T^tx)$, $x\in X$, к-рая представляет собой стационарный в узком смысле случайный процесс. Семейство сдвигов $\{S^t\}$ в пространстве реализаций этого процесса задаёт символич. ДС, называемую **факторсистемой** ДС $\{T^t\}$. Переход к факторсистеме можно рассматривать как нек-рое огрубление детальной картины движения, приводящее, вообще говоря, к потере информации. Совокупность факторсистем полностью характеризует систему $\{T^t\}$. В эргодич. случае всегда существует такая ф-ция f, принимающая лишь конечное или счётное число значений, что построенная по ней факторсистема изоморфна исходной ДС. Следовательно, для этой факторсистемы потери информации не происходит и она одна полностью характеризует систему $\{T^t\}$. Раздел теории вероятностей, занимающийся стационарными в узком смысле случайными процессами, является одновременно и частью Э. т. Имеются, однако, нек-рые различия в подходе этих двух теорий к их общему предмету исследования: теория вероятностей в большей степени интересуется свойствами индивидуального процесса, а Э. т.— общими свойствами процессов, получаемых из данной ДС.

Стохастичность динамических систем

Статистич. закономерности в поведении ДС проявляются при их наблюдении на больших интервалах времени. Уже одно наличие инвариантной меры μ служит причиной нек-рых из этих закономерностей. Так, траектории μ-почти всех точек произвольного измеримого множества возвращаются в это множество при как угодно больших значениях t (*Пуанкаре теорема*). Разные точки могут возвращаться в разные моменты времени, а ср. время до первого возвращения в множество A обратно пропорционально $\mu(A)$ и, следовательно, очень велико для множеств малой меры. Этот факт придаёт строгость объяснению известного парадокса Э. Цермело, данному Больцманом в кон. 19 в. в ходе возникшей тогда дискуссии о необратимости в статистич. физике.

Другое следствие инвариантности меры — существование для любого измеримого множеств A асимптотич. частоты его посещения типичной траекторией динамич. системы. Эта частота есть временно́е среднее индикатора множества A, в эргодич. случае она равна $\mu(A)$.

Эргодичность каскада (или полукаскада) $\{T^t\}$ равносильна справедливости для любых ф-ций f, $g\in L^2$ соотношения

$$\lim_{t\to\infty}\frac{1}{t}\sum_{s=0}^{t-1}\left(\int_X f(x)g(T^sx)\mu(dx)-\int_X f(x)\mu(dx)\int_X g(x)\mu(dx)\right)=0, \tag{2}$$

к-рое означает, что предельное временно́е среднее взаимной ковариационной функции стационарных процессов f_t и g_t, полученных из ф-ций f и g с помощью ДС, равно нулю (в случае потока эта интерпретация сохраняется). Замена в (2) ковариационной ф-ции её абс. величиной приводит к свойству более сильному, чем эргодичность,— **слабому перемешиванию**. Ещё более сильное свойство — стремление к нулю при $t\to\infty$ само́й взаимной ковариационной ф-ции, т. е. равенство

$$\lim_{t\to 0}\left(\int_X f(x)g(T^tx)\mu(dx)-\int_X f(x)\mu(dx)\int_X g(x)\mu(dx)\right)=0 \tag{3}$$

(если t принимает и отрицат. значения, то можно заменить t на $-t$). ДС со свойством (3) наз. **перемешивающими** (см. также *Размешивание*). Представив фазовое пространство X в виде ограниченной части плоскости с обычной площадью (мерой Лебега) в роли инвариантной меры μ, можно получить следующее наглядное представление об эволюции множеств под действием перемешивающей ДС. Разобьём X на конечное число областей $A_1, A_2, \ldots, A_k$, диаметры к-рых не превосходят нек-рого достаточно малого $\varepsilon>0$, и возьмём в качестве g в (3) индикатор произвольного множества B, напр. кружка, изображённого на рис. 3, а в качестве f будем последовательно брать ин-

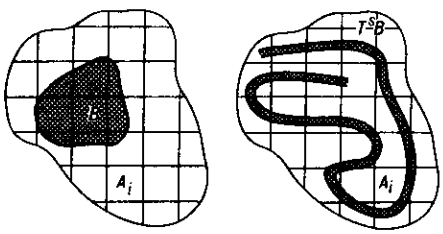


Рис. 3. Под действием перемешивающей системы образ множества B (т. е. T^sB) с течением времени всё более равномерно заполняет фазовое пространство.

дикаторы множеств $A_1, \ldots, A_k$. Тогда (3) при $s=-t>0$ примет вид

$$\lim_{s\to\infty}\frac{\mu(A_i\cap T^sB)}{\mu(A_i)}=\mu(B),\ i=1,\ldots,k.$$

Отсюда видно, что при больших s точки множества T^sB занимают почти одну и ту же долю площади каждого A_i. Поэтому можно сказать, что множество T^sB при $s\to\infty$ равномерно распределяется по ячейкам A_i или что с точностью до ε оно равномерно распределяется по пространству X. Конечно, момент времени, начиная с к-рого достигается заданная степень равномерности, может неограниченно расти с уменьшением ε. При этом надо учесть, что площадь T^sB не зависит от s и равна площади B. Следовательно, T^sB должно иметь весьма причудливую форму, напр. (в простейшем варианте) быть похожим на узкую, длинную и извилистую полоску, с ростом s всё более и более равномерно распределяющуюся по фазовому пространству.

Для перемешивающих ДС имеет место сходимость к «равновесию» нек-рых «неравновесных» мер, определённых на фазовом пространстве. Речь идёт о мерах ν, к-рые можно задать плотностью относительно инвариантной меры μ. Преобразование T^t, применённое к мере ν, превращает её в меру ν_t, определяемую соотношением $\nu_t(A)=\nu(T^{-t}A)$, $A\in\mathscr{A}$. Если система перемешивает, то $\nu_t(A)\to\mu(A)$ при $t\to\infty$ для любого $A\in\mathscr{A}$, т. е. под действием динамики любая мера из указанного класса сходится к инвариантной мере μ.

Нек-рые ДС обладают гораздо более сильными свойствами стохастичности, чем перемешивание. Эти свойства можно описать с помощью того же соотношения (3), потребовав на этот раз, чтобы предельный переход был равномерным по тому или иному классу ф-ций. Одно из наиболее сильных свойств указанного типа, называемое К-свойством (в честь А. Н. Колмогорова, к-рый впервые рассмотрел его в кон. 1950-х гг.), допускает неск. эквивалентных формулировок. Одна из них состоит в следующем. Пусть $\{T^t\}$ — каскад или поток, $f(x)$, $x\in X$,— ф-ция с конечным числом значений и $\{f_t,\ -\infty<t<\infty\}$ — порождённый ею стационарный случайный процесс. Для любого s рассмотрим подпространство H_s пространства $L^2(X, \mathscr{A}, \mu)$, определяемое поведением этого процесса до момента s. Оно состоит из ф-ций вида $\varphi(f_{t_1}, ..., f_{t_n})$, $t_1, ..., t_n\leqslant s$, $n=1, 2, ...$ и их пределов в среднем квадратичном. Очевидно, $H_{s'}\subseteq H_{s''}$ при $s'\leqslant s''$, а ф-ции, входящие в H_s при всех s, образуют подпространство $H_{-\infty}$, к-рое естественно связать с поведением процесса в бесконечно далёком прошлом. Процесс f_t наз. регулярным, если $H_{-\infty}$ состоит лишь из констант, т. е. бесконечно далёкое прошлое не несёт информации о процессе. ДС $\{T^t\}$ наз. К-системой (обладает К-свойством), если любой процесс f_t указанного вида регулярен. Аналогичным свойством могут обладать и необратимые ДС (полукаскады и полупотоки). Если полукаскад $\{T^t\}$ обладает этим свойством, то преобразование T^1, порождающее полукаскад, наз. точным эндоморфизмом.

Общие свойства К-систем таковы. Все К-системы имеют положит. энтропию и могут даже быть охарактеризованы в энтропийных терминах (см. ниже); К-система с обращённым временем, т. е. $\{T_1^t\}$, где $T_1^t=T^{-t}$, также является К-системой; если каскад $\{T^n, n=0, \pm1, ...\}$ включён в поток $\{T_1^t,\ t\in R\}$ в том смысле, что $T^n=T_1^{nt_0}$ при нек-ром $t_0\in R$ и любом n, то $\{T^n\}$ и $\{T_1^t\}$ могут быть К-системами только одновременно; наконец, всякая факторсистема К-системы также является К-системой.

Одно из проявлений стохастичности К-систем — свойство «внутр. случайности». Оно состоит в том, что с помощью нек-рого положит. оператора в L^2, обратимого на всюду плотном множестве, можно перевести полугруппу $\{U^t,\ t\geqslant0\}$ *унитарных операторов* (обратимых), отвечающих К-системе, в полугруппу необратимых марковских операторов, сходящихся (в нек-ром смысле монотонно) к пределу при $t\to\infty$.

ДС с наиб. сильными из возможных свойствами стохастичности — это системы Бернулли (Б-системы, названные в честь Я. Бернулли, J. Bernoulli). В случае дискретного времени простейший пример такой системы — семейство сдвигов в пространстве реализаций последовательности независимых одинаково распределённых случайных величин. Термин «Б-система» (а также «Б-сдвиг» и «сдвиг Бернулли») употребляется по отношению к любой ДС с дискретным временем, изоморфной какой-либо системе описанного вида. Иначе говоря, каскад $\{T^t\}$ является Б-системой, если на его фазовом пространстве $(X, \mathscr{A}, \mu)$ можно задать такую ф-цию (случайную величину) f, что случайные величины f_t, определённые указанным выше способом, независимы, а наименьшая σ-алгебра, относительно к-рой все они измеримы, совпадает с $\mathscr{A}$. В случае полукаскада, когда t принимает лишь неотрицат. значения, говорят об одностороннем Б-сдвиге. ДС с непрерывным временем называется Б-системой, если в неё можно включить Б-систему с дискретным временем. Б-системы обладают всеми перечисленными выше свойствами К-систем и подобно К-системам могут быть охарактеризованы внутр. образом с помощью нек-рого условия перемешивания, но с более сильным, чем в случае К-систем, требованием равномерности. Естественным источником Б-систем служит теория вероятностей, но они встречаются также среди ДС геом., алгебраич. и механич. происхождения.

Среди приведённых выше примеров ДС также имеются Б-системы. Это прежде всего преобразование пекаря — оно изоморфно сдвигу Бернулли, отвечающему последовательности независимых случайных величин с равновероятными значениями 0 и 1. Сдвиг Бернулли, у к-рого состояния не равновероятны или их число больше двух, также можно реализовать как отображение квадрата, похожее на преобразование пекаря. Автоморфизм тора порождает Б-систему в том и только том случае, когда у определяющей его матрицы нет собств. чисел, равных по модулю единице. Один из простейших примеров такой матрицы имеет вид $\begin{pmatrix}2 & 1\\ 1 & 1\end{pmatrix}$. Что касается сдвигов на торе, то они не только не являются Б- или К-системами, но даже не обладают свойством слабого перемешивания, а условие их эргодичности состоит в том, что компоненты вектора $\alpha=(1, \alpha_1, ..., \alpha_n)$ рационально независимы (т. е. линейная комбинация $y_1\alpha_1+...+y_n\alpha_n$ с целыми коэф. $y_1, ..., y_n$ может быть целым числом только в том случае, когда $y_1=y_2=...=y_n=0$).

При исследовании стохастичности ДС иногда удаётся обнаружить ф-ции f, к-рые порождают случайные процессы f_t с достаточно быстрым, напр. экспоненциально быстрым, убыванием при $t\to\infty$ ковариационной функции $K(t)=Ef_{t+s}\bar{f}_s-Ef_{t+s}E\bar{f}_s$ (где E — матем. ожидание, т. е. интеграл по мере μ, а черта означает комплексное сопряжение). Часто оказывается, что те же процессы f_t удовлетворяют *центральной предельной теореме* [в случае дискретн. времени и веществен. ф-ции f последнее означает, что распределение случайной величины $(DS_n)^{-1/2}(S_n-ES_n)$, где $S_n=f_0+...+f_{n-1}$, а $DS_n=E(S_n-ES_n)^2$ — дисперсия, стремится при $t\to\infty$ к нормальному распределению с нулевым матем. ожиданием и единичной дисперсией]. Ф-ции f с этими свойствами могут существовать даже в том случае, когда система обладает не очень явно выраженной стохастичностью, но наличие таких свойств у самых простых и естеств. ф-ций, определённых на фазовом пространстве,— достаточно надёжный признак стохастичности.

Спектр динамической системы

Многие свойства ДС могут быть описаны на языке спектральной теории операторов (см. *Спектр оператора*). Операторы U^t, отвечающие каскаду или потоку $\{T^t\}$, образуют однопараметрич. группу линейных унитарных операторов в гильбертовом пространстве L^2. Эти операторы всегда обладают собств. значением $\lambda=1$ (с собств. ф-циями $f=\text{const}$), составляющим тривиальную часть спектра. По этой причине, говоря о спектре ДС $\{T^t\}$, обычно имеют в виду спектр полугруппы $\{U^t\}$ в инвариантном подпространстве L_0^2, ортогональном к одномерному подпространству констант, причём под спектром понимается не просто набор собственных и квазисобственных чисел, а вся совокупность унитарных инвариантов, т. е. таких характеристик группы операторов, к-рые определяют её однозначно с точностью до унитарной эквивалентности. Общая структура спектра, одинаковая для всех однопараметрич. групп унитарных операторов в L_0^2, определяется совокупностью спектральных мер σ_f, $f\in L_0^2$. Мера σ_f находится из соотношения

$$\int_\Delta \exp(i\lambda t)\,\sigma_f(d\lambda)=K_f(t),$$

где $\Delta=[-\pi, \pi)$ в случае каскада, $\Delta=(-\infty, \infty)$ в случае потока и

$$K_f(t)=\int_X (U^t f)(x)\bar{f}(x)\,\mu(dx)$$

— ковариационная ф-ция процесса $f_t=U^t f$. В обоих случаях все меры σ_f (определённые на Δ) конечны. Среди них всегда есть такая $\sigma_{f_0}=\hat{\sigma}$, относительно к-рой всякая другая σ_f задаётся плотностью: $\sigma_f(d\lambda)=p_f(\lambda)\,\hat{\sigma}(d\lambda)$ (тогда говорят, что σ_f абсолютно непрерывна относительно $\hat{\sigma}$, и пишут $\sigma_f\prec\hat{\sigma}$; если, кроме того, $\hat{\sigma}\prec\sigma_f$, то σ_f и $\hat{\sigma}$ наз. эквивалентными). Она наз. мерой максимального спектрального типа. Если подпространство $H(f)\subset L_0^2$, порождённое всеми $U^t f$, совпадает с L_0^2, то говорят, что $\{U^t\}$ имеет простой спектр. Если существует такая конечная или бесконечная последовательность

$f_1, f_2, \ldots$, что меры μ_{f_i} абсолютно непрерывны относительно друг друга, подпространства $H(f_i)$ попарно ортогональны, а их сумма есть всё L_0^2, то спектр называется однородным. Число элементов последовательности $f_1, f_2, \ldots$ наз. кратностью спектра. Если при этом все σ_{f_i} эквивалентны мере Лебега, то спектр наз. лебеговским.

Обладая свойствами, общими для всех групп унитарных операторов, спектр ДС имеет и нек-рую специфику, связанную с тем, что операторы U^t не только линейны, но и мультипликативны: $U^t fg = U^t f U^t g$. В частности, собств. значения каждого из них образуют подгруппу группы комплексных чисел, равных по модулю единице.

Однако полное описание всех видов спектра, к-рый может встретиться у ДС, до сих пор отсутствует. Неизвестно, напр., может ли спектр быть конечнократным лебеговским.

Свойства ДС, к-рые можно выразить в терминах спектра, наз. спектральными и служат предметом спектрального направления Э. т. Так, эргодичность каскада $\{T^t\}$ равносильна отсутствию у оператора U^1 к.-л. собственных ф-ций с собственным значением «единица», кроме постоянных; все другие собственные подпространства этого оператора в эргодич. случае также одномерны и состоят из постоянных по модулю ф-ций. Слабое перемешивание — это отсутствие собств. значений, отличных от единицы: в этом случае говорят, что система имеет непрерывный спектр. Перемешивание также является спектральным свойством. Однако для К-свойства это уже неверно. Все К-системы имеют один и тот же — счётнократный лебеговский спектр, но известны ДС с таким же спектром, не являющиеся К-системами. Для систем с дискретным спектром (когда собств. ф-ции образуют базис в L^2) ситуация обратная: всякая такая система однозначно (с точностью до изоморфизма) определяется своим спектром (фон Нейман, 1932). Пример системы с дискретным спектром — семейство сдвигов на торе.

В исследованиях (прежде всего численных) конкретных ДС большую роль играет вычисление корреляционных ф-ций $K_f(t)$ и отвечающих им спектральных мер σ_f. В то же время полное аналитич. исследование спектра во мн. случаях является трудной задачей.

Энтропийная теория динамических систем

Это направление Э. т. возникло в кон. 50-х — нач. 60-х гг. после того, как А. Н. Колмогоровым было введено понятие энтропии ДС, близкое к теоретико-информац. энтропии К. Э. Шеннона (C. E. Shannon) (см. *Теория информации*). Пусть измеримые множества $A_1, \ldots, A_k$ образуют разбиение α вероятностного пространства $(X, \mathscr{A}, \mu)$. Энтропией этого разбиения наз. число

$$H(\alpha) = -\sum_{i=1}^{k} \mu(A_i) \log \mu(A_i),$$

полагая здесь $0 \log 0 = 0$ (основание логарифмов существенной роли не играет, но во многих случаях логарифмы удобно считать натуральными). Очевидно, $H(\alpha)$ не зависит от того, в каком порядке занумерованы множества A_i. Если T — сохраняющее меру преобразование, то при любом $m > 0$ множества $T^{-m} A_i$, $1 \leqslant i \leqslant k$, также образуют разбиение (обозначаемое $T^{-m}\alpha$). Доказывается, что всегда существует конечный предел

$$h(T, \alpha) = \lim_{n \to \infty} n^{-1} H(\alpha T^{-1}\alpha \ldots T^{-n+1}\alpha),$$

где $\alpha T^{-1}\alpha \ldots T^{-n+1}\alpha$ — разбиение, образованное всеми множествами вида $A_{i_0} \cap T^{-1} A_{i_1} \cap \ldots \cap T^{-n+1} A_{i_{n-1}}$ (нек-рые из них могут оказаться пустыми). По определению, энтропия $h(T)$ преобразования T, часто называемая энтропией Колмогорова — Синая, есть $\sup h(T, \alpha)$ по всем конечным разбиениям α. Т. к. каскад (или полукаскад) $\{T^t\}$ полностью определяется преобразованием T^1, его энтропию отождествляют с $h(T^1)$. Энтропия потока (или полупотока) также отождествляется с $h(T^1)$, что оправдывается тождеством $h(T^t) = |t| h(T^1)$ (справедливым и для дискретного времени).

Энтропия ДС может принимать любые неотрицат. значения, включая значение ∞. Изоморфные ДС имеют одинаковую энтропию.

Наглядное представление о смысле понятия энтропии (допускающее для нек-рых классов ДС строгое обоснование) можно получить следующим образом. Пусть $\{T^t\}$ — эргодич. каскад, фазовым пространством к-рого служит двумерная область, а инвариантной мерой μ — площадь (мера Лебега). Применив преобразование T^t к кружку B малого радиуса ε, получим множество $T^t B$ той же площади, но, возможно, др. формы. Если энтропия положительна, то граница области $T^t B$ с ростом t будет становиться всё более извилистой, нерегулярной. Величину этой нерегулярности можно измерить площадью ε-окрестности множества $T^t B$: при не очень больших t (порядка $|\ln \varepsilon|$ она увеличится по сравнению с площадью B примерно в $\exp(ht)$ раз, где h — энтропия каскада. При $h = 0$ эта площадь растёт медленнее, чем экспоненциально, или не растёт совсем. В неэргодич. случае фазовое пространство разбивается на инвариантные части $A_1, \ldots, A_n$, в каждой из к-рых может быть свой показатель скорости, а энтропия получается усреднением этих показателей с весами $\mu(A_i)$, $i = 1, \ldots, n$. Отсюда видно, что энтропия характеризует скорость искажения границ малых областей правильной формы, а положительность энтропии означает, что в какой-то части фазового пространства эта скорость экспоненциальна. Родственное свойство ДС — перемешивание. Но оно, во-первых, касается всего фазового пространства, во-вторых, может иметь любую скорость. Т. о., эти два свойства до нек-рой степени независимы. Тем не менее известно, что у всякой системы с положит. энтропией найдётся перемешивающая факторсистема (см. ниже).

Осн. задачи, решаемые энтропийной теорией, — вычисление (оценка) энтропии для тех или иных классов систем и выяснение взаимоотношений между энтропией и др. характеристиками ДС. Для сдвига в пространстве реализаций последовательности независимых, одинаково распределённых случайных величин ξ_n (Б-сдвига) энтропия равна $H(\xi_1)$. В классе Б-каскадов и Б-потоков энтропия играет определяющую роль, являясь полным инвариантом: две такие ДС изоморфны, если они имеют одинаковую энтропию (теорема Орнстейна; D. Ornstein, 1970). Для класса К-систем (включающего Б-системы в качестве подкласса) это уже не так: существует несчётное семейство попарно неизоморфных К-систем с одинаковой энтропией (правда, все известные К-системы физ. происхождения являются Б-системами). Но и с К-системами энтропия связана самым непосредств. образом, т. к. К-системы и только они имеют вполне положит. энтропию: любая нетривиальная факторсистема такой системы имеет положит. энтропию (теорема Рохлина — Синая; В. А. Рохлин, Я. Г. Синай, 1961). Тем самым у К-свойства имеется чисто энтропийный эквивалент.

К-системы входят в класс ДС с положит. энтропией. В нём уже встречаются системы, к-рые не перемешивают, и даже неэргодич. системы. Однако у любой эргодич. системы из этого класса, имеющей энтропию $h > 0$, найдётся факторсистема с любой наперёд заданной энтропией $h_1 \leqslant h$, к-рая является Б-системой (теорема Синая, 1962).

С точки зрения энтропийной теории противоположными К-системам свойствами обладают системы с нулевой энтропией, для них энтропийная теория гораздо менее содержательна, чем для систем с положит. энтропией. В то же время систем с нулевой энтропией достаточно много (в нек-ром точно формулируемом смысле они составляют подавляющее большинство среди всех ДС). К этому классу относятся все системы с дискретным спектром, но в нём встречаются перемешивающие системы и даже системы с таким же, как у К-систем, счётнократным лебеговским спектром.

Для гладких ДС известна связь между энтропией h и характеристич. показателями $\chi_i(x)$:

$$h \leqslant \int_X \sum_{i=1}^{k(x)} \chi_i(x) m_i(x) \mu(dx),$$

где $m_i(x)$ — кратность показателя $\chi_i(x)$ и $k(x)$ — число положит. показателей (показатели считаются занумерованными в порядке убывания). Для нек-рых инвариантных мер μ здесь достигается равенство, к-рое показывает, что энтропия характеризует степень неустойчивости траектории ДС. Оно служит важным инструментом оценки энтропии при численном исследовании ДС.

Кроме энтропии в Э. т. существует ещё одно понятие, близкое к ней по смыслу, но непосредственно не связанное с инвариантной мерой. Речь идёт о топологич. энтропии — числовой характеристике топологич. ДС. Такая система представляет собой группу или полугруппу непрерывных преобразований метрич. пространства X. Задав на X вероятностную меру μ, инвариантную относительно рассматриваемого семейства преобразований, получим ДС в смысле Э. т. Эта система имеет энтропию h_μ, зависящую, вообще говоря, от μ. Если фазовое пространство X компактно, то $\sup h_\mu$ по всем инвариантным мерам совпадает с топологич. энтропией h_{top}. Отсюда следует, что h_{top} является инвариантом непрерывного изоморфизма топологич. ДС: если между фазовыми пространствами двух таких систем имеется взаимно однозначное соответствие, при к-ром каждому борелевскому множеству в одном из них отвечает борелевское множество в другом, а преобразования, образующие ДС, переходят друг в друга, то эти системы имеют одинаковую топологич. энтропию. Мера μ, для к-рой $h_\mu = h_{\text{top}}$, наз. мерой с макс. энтропией. Такова, напр., мера Лебега для автоморфизма тора. Но меры с макс. энтропией может и не быть. Задача об условиях существования и свойствах таких мер служит одним из звеньев, связывающих Э. т. со статистич. физикой. Под влиянием последней в Э. т. в 70-х гг. появилось обобщение топологич. энтропии, называемое топологич. давлением (см. ниже).

Символическая динамика

Символической ДС наз. каскад $\{S^n\}$, образованный сдвигами в пространстве последовательностей. В простейшем случае фазовым пространством такой системы служит множество $A^{\infty}_{-\infty}$ всех последовательностей $y = \{y_i,\ -\infty < i < \infty\}$, элементы к-рых принадлежат нек-рому конечному или счётному множеству A («алфавиту»), а преобразование $S = S^1$ (сдвиг влево) переводит y в последовательность $y' = \{y'_i,\ -\infty < i < \infty\}$, где $y'_i = y_{i+1}$. В общем случае фазовым пространством символич. системы может быть не всё пространство последовательностей $A^{\infty}_{-\infty}$, а любое его подмножество Y, инвариантное относительно сдвига. Оно может иметь очень сложную структуру, но особенно важную роль играют относительно простые множества Y, наз. марковскими. Такое множество состоит из всех последовательностей, не содержащих ни одной пары стоящих рядом символов из заданного набора таких пар (напр., Y может состоять из всех последовательностей нулей и единиц, в к-рых две единицы нигде не стоят рядом). Семейство сдвигов $\{S^n\}$, определённое на марковском множестве, наз. символической (чаще топологической) цепью Маркова. Как правило, символич. система обладает бесконечным набором инвариантных вероятностных мер, но бывают множества Y (в т. ч. нетривиальные), для к-рых такая мера единственна. Всякая инвариантная вероятностная мера превращает последовательность координат y_i, рассматриваемых как ф-ции от y, в стационарную случайную последовательность со значениями в A.

Символич. системы играют в Э. т. двоякую роль. Во-первых, они используются для проверки тех или иных общих идей, во-вторых, составляют основу метода символич. динамики, позволяющего успешно изучать нек-рые классы ДС путём построения их символич. моделей. Суть этого метода, восходящего к Ж. Адамару (J. S. Hadamard), Биркгофу и М. Морсу (M. C. Morse), состоит в следующем. Пусть $\{T^n\}$ — каскад с фазовым пространством X и f — ф-ция на X со значениями в конечном или счётном множестве A. Тогда каждой точке $x \in X$ можно поставить в соответствие последовательность $y(x) = \{f(T^n x),\ -\infty < n < \infty\}$ элементов множества A. Очевидно, точке $T^1 x$ отвечает последовательность $S^1 y$, где S^1 — сдвиг на один символ влево, а множество Y_f всех полученных т. о. последовательностей инвариантно относительно S^1. Возникает символич. ДС, связанная с ф-цией f, точнее, с разбиением α_f пространства X на множества, где f принимает фиксиров. значения (изменение самих этих значений приводит к простой замене символов). Если μ — инвариантная мера системы $\{T^n\}$, то отображение, переводящее x в $y(x)$, индуцирует на Y_f меру μ_f по ф-ле $\mu_f(B) = \mu(\{x \in X : y(x) \in B\})$, к-рая инвариантна относительно $\{S^n\}$. Иногда удаётся подобрать f так, что с точностью до множества нулевой меры каждому $y \in Y_f$ отвечает только одно x, т. е. μ-почти всякая точка x однозначно определяется тем, какие элементы разбиения α_f она последовательно посещает под действием преобразований T^n. Тогда системы $\{T^n\}$ и $\{S^n\}$ оказываются изоморфными, а α_f наз. образующим разбиением или просто образующей для $\{T^n\}$. Всякий эргодич. каскад обладает счётной образующей, а при условии конечности его энтропии даже конечной.

Гиперболические системы

Понятие гиперболичности служит матем. выражением и конкретизацией свойства локальной неустойчивости траекторий. Обычно предполагается, что фазовым пространством системы служит нек-рое риманово *многообразие* (см. *Риманово пространство*) X, а динамика задаётся гладким отображением $T^1 = T : X \to X$ (случай каскада) или гладким векторным полем на X (случай потока). Наличие римановой структуры позволяет измерять длины кривых и объёмы подмножеств, принадлежащих X, а также длины векторов в касательных пространствах к X. Гиперболичность — это свойство отд. траекторий $O(x) = \{T^t x\}$, формулируемое в терминах касательных отображений (решений ур-ний в вариациях — в случае потока), отвечающих ДС $\{T^t\}$. Его смысл в том, что при каждом t имеется три типа поведения точек, бесконечно близких к точке $T^t x$: при своём дальнейшем движении под действием ДС точки первого типа с экспоненциальной скоростью сближаются с траекторией точки x, точки второго типа с экспоненциальной скоростью удаляются от неё, а точки третьего (нейтрального) типа ведут себя промежуточным образом. Этим трём типам поведения отвечает представление касательного пространства к X в точке $T^t x$ в виде прямой суммы подпространств, переходящих друг в друга вдоль траектории под действием касательных отображений. В случае каскада точек нейтрального типа может не быть совсем, а в случае потока они всегда есть — из таких точек состоит сама траектория $O(x)$. При изменении направления времени точки первого и второго типа меняются ролями, а точки третьего типа сохраняются.

Важнейшим инструментом исследования ДС гиперболич. типа служат устойчивые и неустойчивые многообразия. Устойчивое многообразие $W^s(x)$ точки x состоит из всех точек y, для к-рых расстояние между $T^t x$ и $T^t y$ стремится к нулю при $t \to \infty$, а неустойчивое многообразие $W^u(x)$ образовано точками y, к-рые ведут себя точно так же, но при $t \to -\infty$. Под действием T^t устойчивые многообразия переходят друг в друга: $T^t W^s(x) = W^s(T^t x)$, то же самое относится к неустойчивым многообразиям.

Наиб. полно свойство гиперболичности проявляется у систем Аносова, введённых Д. В. Аносовым в нач. 60-х гг. (первоначальное назв. — У-системы). У таких систем в случае дискретного времени отсутствуют точки нейтрального типа, а в случае непрерывного времени множество точек нейтрального типа для x исчерпывается траекторией $O(x)$. Кроме того, для систем Аносова константы, характеризующие экспоненциальное сближение траекто-

рий, можно выбрать едиными для всех точек фазового пространства.

Простейший пример системы Аносова — автоморфизм двумерного тора, отвечающий матрице $A=\begin{pmatrix}2&1\\1&1\end{pmatrix}$. Собств. числа этой матрицы равны соответственно $\lambda_1=(3-\sqrt{5})/2<1$ и $\lambda_2=1/\lambda_1$, а собств. направления определяются взаимно перпендикулярными векторами $e_1=(2,\sqrt{5}-1)$ и $e_2=(2,-\sqrt{5}-1)$. Устойчивое и неустойчивое многообразия произвольной точки x — это траектории обмотки, проходящие через x в направлении соответственно e_1 и e_2 (рис. 4). Каждая из этих кривых всюду

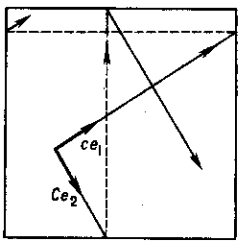


Рис. 4. Векторы, пропорциональные e_1 и e_2, и отрезки проходящих через них траекторий обмотки.

плотна на торе, что типично для систем Аносова, а их взаимная перпендикулярность — случайное обстоятельство, связанное с симметричностью матрицы A. В случае матрицы A произвольного порядка n (с целочисленными элементами и определителем ± 1) соответствующий автоморфизм n-мерного тора является системой Аносова в том и только том случае, когда у неё нет собственных чисел, лежащих на единичной окружности.

Самый известный пример системы Аносова с непрерывным временем — геодезич. поток на компактной поверхности M постоянной отрицат. *кривизны*. Фазовое пространство этой ДС образовано всеми касательными к M векторами длины 1, каждый из к-рых движется с единичной скоростью вдоль определяемой им *геодезической линии*. К геодезич. потоку приводится гамильтонова система с гамильтонианом $H=T+V$, если T квадратично зависит от импульсов, а V зависит только от координат. Соответствующая риманова метрика определяется гамильтонианом, но отрицательная кривизна появляется лишь при H спец. вида.

Системы Аносова демонстрируют простейший, идеальный тип гиперболич. поведения и редко встречаются в приложениях. Гораздо чаще условия гиперболичности выполняются лишь для траекторий, заполняющих нек-рое инвариантное множество, не совпадающее со всем фазовым пространством. При этом, в зависимости от того, существуют ли точки нейтрального типа и равномерна ли экспоненциальная скорость сближения траекторий в определении гиперболичности, различают полную и частичную, а также равномерную и неравномерную гиперболичности (здесь возможны любые комбинации). Полная и частичная гиперболичности выражаются в терминах характеристич. показателей: грубо говоря, первое свойство — это отсутствие нулевых, а второе — наличие ненулевых показателей.

Как правило, гиперболич. множество имеет нулевой риманов объём и вследствие этого нигде не плотно, т. е. не содержит ни одного шара (в двумерном случае — круга). Тривиальный пример такого множества — гиперболич. неподвижная точка x (седло) нек-рого гладкого преобразования плоскости. В её окрестности, однако, может существовать гиперболич. множество гораздо более сложной структуры (оно замкнуто, нигде не плотно и не содержит изолиров. точек, т. е. напоминает канторово совершенное множество). Это бывает в тех случаях, когда проходящие через точку x сепаратрисы (к-рые служат для неё устойчивым и неустойчивым многообразиями) пересекаются под ненулевым углом (трансверсально) в нек-рой точке $y\neq x$ (называемой трансверсальной гомоклинич. точкой).

Если гиперболич. множество Γ одновременно является аттрактором, т. е. притягивает при $t\to\infty$ все траектории из нек-рой своей окрестности, то оно должно содержать неустойчивое многообразие каждой своей точки. Т. о., в двумерном случае гиперболич. аттрактор локально представляет собой семейство более или менее параллельных друг другу кривых, проведённых через каждую точку нек-рого множества канторовского типа, лежащего на прямой, перпендикулярной направлению кривых. Аттракторы такого типа получили наименование *странных аттракторов*. Аналогичную структуру имеют гиперболич. аттракторы в многомерном случае. Один из наиб. известных примеров гиперболич. аттрактора — аттрактор Лоренца (см. *Лоренца система*).

Естеств. кандидат на роль инвариантной меры гиперболич. системы — это риманов объём (соответствующим образом нормированный). Однако он инвариантен лишь в нек-рых, весьма спец. ситуациях (напр., для автоморфизмов тора). Если же риманов объём ρ не инвариантен, а ДС представляет собой каскад Аносова, то она диссипативна относительно ρ: существует множество, образы к-рого под действием T^t при разных t попарно не пересекаются и покрывают всё фазовое пространство. Тем не менее из ρ можно получить инвариантную меру. Для этого нужно, начав с любой абсолютно непрерывной вероятностной меры μ (т. е. меры задаваемой плотностью относительно ρ), ввести последовательность мер μ_n, где

$$\mu_n(A)=\mu(T^{-n}A),\quad n\in\mathbb{Z}.$$

В случае системы Аносова, обладающей хотя бы одной всюду плотной траекторией (это свойство наз. топологической транзитивностью), последовательность μ_n слабо сходится при $n\to+\infty$ и $n\to-\infty$ к инвариантным мерам μ^+ и μ^- соответственно (слабая сходимость $\mu_n\to\nu$ означает, что $\int f d\mu_n\to\int f d\nu$ для любой ограниченной непрерывной ф-ции f). Меры μ^+ и μ^- не зависят от μ и, как правило, различны.

В более общем случае, когда система обладает гиперболич. аттрактором Γ, а μ — вероятностная мера, сосредоточенная в его окрестности и имеющая плотность относительно ρ, последовательность μ_n при $n\to+\infty$ слабо сходится к инвариантной мере, сосредоточенной на Γ. При нек-рых более общих условиях к инвариантной мере сходятся лишь средние арифметические $(1/n)\sum_{i=0}^{n-1}\mu_i$.

Роль устойчивых и неустойчивых многообразий в изучении эргодич. свойств гиперболич. систем иллюстрирует следующее рассуждение Э. Хопфа (E. Hopf). Если две точки лежат на одном устойчивом многообразии, то при $t\to\infty$ они сближаются, а потому для любой непрерывной ф-ции f её временно́е среднее f^* принимает одинаковые значения в тех точках этого многообразия, где ф-ция f^* определена. То же самое верно при $t\to-\infty$ для точек любого неустойчивого многообразия, а т. к. по теореме Биркгофа f^* существует на множестве полной меры, найдётся такая ф-ция $\tilde f$, постоянная на каждом $W^s(x)$ и на каждом $W^u(x)$, что $\tilde f=f^*$ всюду, кроме, быть может, множества нулевой меры. Очевидно, $\tilde f\equiv\mathrm{const}$, если выполняется следующее условие связности: для любых точек x, x' можно подобрать цепочку точек $y_0, y_1, \dots, y_n$, в к-рой $y_0=x$, $y_n=x'$, и при любом $k<n$ точки y_k и y_{k+1} принадлежат либо одному устойчивому, либо одному неустойчивому многообразию. Пользуясь тем, что всякая интегрируемая ф-ция приближается непрерывными ф-циями, можно распространить утверждение о постоянстве (почти всюду) средних f^* на все интегрируемые ф-ции f и тем самым доказать эргодичность.

В целом гиперболич. системы можно считать, хотя и с нек-рыми оговорками, в высокой степени стохастичными. Так, известно, что если каскад $\{T^t\}$ обладает гиперболич. множеством Γ с достаточно естеств. свойствами, то для широкого класса инвариантных мер, сосредоточенных на Γ, он эргодичен, но может иметь в спектре дискретную компоненту, препятствующую перемешиванию. В последнем случае Γ можно разбить на части $\Gamma_0, \Gamma_1, \dots, \Gamma_{k-1}$, циклически переставляемые отображением T^1, причём

подкаскад $\{T^{kt}\}$ является Б-системой на множестве Γ_0, к-рое, очевидно, $\{T^{kt}\}$-инвариантно. Кроме того, для большинства случайных последовательностей f_t, порождённых достаточно гладкими ф-циями f по ф-ле $f_t(x)=f(T^t x)$, выполняется центральная предельная теорема. Всё сказанное касается, в частности, систем Аносова: если к тому же для такой системы риманов объём инвариантен, то дискретная компонента в её спектре отсутствует и она является Б-системой.

Методы, развитые в теории гиперболич. систем, нашли приложение в теории систем биллиардного типа и в теории одномерных отображений.

Динамические системы биллиардного типа

ДС (поток), описывающая точечную частицу, к-рая движется по инерции внутри нек-рой области Q, отражаясь от её границы ∂Q по закону «угол падения равен углу отражения», наз. биллиардной системой или математич. биллиардом. Т. к. длина вектора скорости при таком движении не зависит от времени, в качестве фазового пространства X берётся совокупность всех векторов постоянной (напр., единичной) длины, приложенных в точках множества $Q\cup\partial Q$. Если Q — область n-мерного пространства R^n, то X можно отождествить с множеством пар (q, v), где $q\in Q\cup\partial Q$, а v — точка $n-1$-мерной сферы S^{n-1}, т. е. $X=(Q\cup\partial Q)\times S^{n-1}$. Инвариантная мера имеет вид $dqdv$, где dq — элемент n-мерного объёма, а dv — элемент $n-1$-мерного объёма на S^{n-1}.

С биллиардами связаны нек-рые задачи классич. и квантовой механики. Так, движение по отрезку прямой n материальных точек, упруго сталкивающихся друг с другом и с концами отрезка, сводится к биллиарду в n-мерном многограннике (при $n=2$ — в треугольнике). Аналогичная система из n упругих шаров в прямоугольном ящике сводится к биллиарду в более сложной области, граница к-рой состоит из кусков цилиндрич. гиперповерхностей. В этих примерах постоянство длины движущегося вектора служит выражением закона сохранения энергии. Рассмотрение биллиарда в области с гладкой границей позволяет получить содержательную информацию о спектре *Дирихле задачи* в такой области.

В зависимости от вида границы ∂Q выделяют неск. классов биллиардов с существенно разл. эргодич. свойствами, к-рые к настоящему времени (1997) изучены далеко не полностью.

Кое-что известно о биллиардах в многоугольниках и многогранниках, в частности то, что энтропия такого биллиарда равна нулю и что биллиард в большинстве прямоугольных треугольников эргодичен. Рассмотрим биллиард в n-угольнике с углами α_i, к-рые соизмеримы с π (т. е. $\alpha_i=l_i\pi/m_i$, где l_i, m_i — целые числа). Всякой траектории биллиарда отвечает её проекция на Q — ломаная линия L со звеньями, концы к-рых лежат на сторонах многоугольника. Вследствие соизмеримости всех α_i с π угол между любым звеном ломаной L и горизонталью может принимать лишь значения вида $\varphi+(m/l)\pi$, где l — наименьшее общее кратное чисел l_1, ..., l_n, целое число m зависит от рассматриваемого звена, а φ — постоянно вдоль траектории и удовлетворяет условию $0\leqslant\varphi<\pi/l$. Очевидно, φ — инвариантная ф-ция, не являющаяся константой, а потому биллиард не эргодичен (тем не менее для каждой его траектории, кроме нек-рого множества нулевой меры, соответствующая ломаная L всюду плотна в Q).

Ещё «менее эргодичен» биллиард в выпуклой области с достаточно гладкой границей (простейшие примеры — круг и эллипс). У такого биллиарда всегда существуют *каустики* — гладкие кривые γ, лежащие в Q и обладающие по отношению к любой из траекторий (точнее, к любой из их проекций) L тем свойством, что либо L и γ не имеют общих точек, либо каждое звено ломаной L касается γ. Для биллиарда в круге каустики — концентрич. окружность (рис. 5), для биллиарда в эллипсе — софокусные эллипсы и гиперболы.

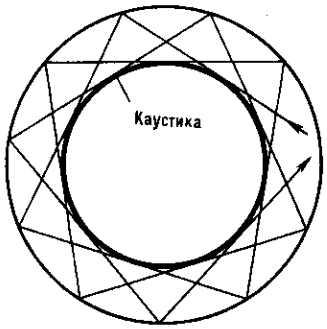


Рис. 5. Окружность — каустика биллиардной траектории в круге.

Наиб. содержательна Э. т. рассеивающих биллиардов (биллиардов Синая). У такого биллиарда граница состоит из конечного числа гладких кривых или многообразий большей размерности, строго выпуклых внутрь области Q (рис. 6). Эта граница, взятая в качестве зеркала, рассеивает (делает расходящимся) узкий параллельный пучок света, падающий на неё из Q. Рассеивающие биллиарды относятся к классу гиперболич. ДС с особенностями: преобразования, из к-рых состоит система, теряют свойство гладкости (и даже непрерывности) в нек-рых точках фазового пространства (при отражении от границы направление вектора скорости меняется скачком). Теория таких

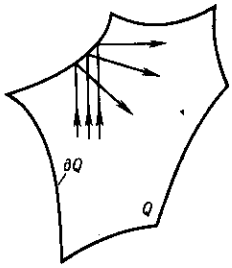


Рис. 6. Рассеивающий биллиард: параллельный пучок после отражения становится расходящимся.

биллиардов во многом аналогична теории гладких гиперболич. систем, хотя и сложнее в техн. отношении. Она приводит к выводу, что рассеивающий биллиард является К- и даже Б-системой. Следовательно, он обладает всеми стохастич. свойствами, характерными для таких систем. К-свойство обнаружено и у биллиардов в нек-рых областях, граница к-рых имеет как рассеивающие, так и фокусирующие и даже только одни фокусирующие участки. Примеры таких областей представлены на рис. 7. Среди них есть и выпуклые, но общей чертой всех границ является малая гладкость (по крайней мере, отсутствие второй производной).



Рис. 7. Примеры областей, в которых биллиард обладает К-свойством, хотя и не является рассеивающим.

Наряду с рассеивающими рассматриваются полурассеивающие биллиарды. У них граница ∂Q имеет размерность $\geqslant 2$ и состоит из гладких кусков D_i, выпуклых, но не обязательно строго выпуклых внутрь Q: если пересечь D_i к.-н. плоскостью П, проходящей через точку $x\in D_i$, то для одних П получится выпуклая кривая, а для других — отрезок прямой (пример такого D_i — боковая поверхность кругового цилиндра). Интерес к полурассеивающим биллиардам в значит. мере объясняется тем, что к ним сводится задача об эргодич. свойствах системы h упругих шаров в прямоугольном ящике, к-рая решена лишь при $n\leqslant 4$.

Обнаружение стохастичности у биллиардных и подобных им систем опровергло существовавшее долгое время убеждение, что у ДС механич. происхождения такие свойства могут наблюдаться лишь при большом числе степеней свободы.

Одномерные динамические системы

В течение 70-х и 80-х гг. сформировался раздел Э. т., посвящённый изучению ДС с одномерным фазовым пространством, т. е. преобразований отрезка или окружности. Такие преобразования иногда возникают при рассмотрении ДС с более сложным фазовым пространством, но их значение в большей степени определяется др. факторами: красотой и глубиной самой теории одномерных отображений, её связями с такими областями математики, как теория чисел и комплексный анализ, и присутствием в ней ряда важных элементов, имеющих многомерный аналог. В то же время эта теория обладает спецификой, связанной в первую очередь с естественной упорядоченностью фазового пространства (наличием отношения «больше — меньше» между его точками), что часто позволяет при изучении одномерных отображений продвинуться гораздо дальше, чем в общем случае.

Простейший класс одномерных отображений, представляющий интерес для Э. т., состоит из кусочно-растягивающих отображений нек-рого отрезка $[a, b]$. Каждое такое отображение задаётся кусочно-монотонной ф-цией, производная к-рой по абс. величине больше единицы всюду, где она определена. Более точно, это означает следующее. На $[a, b]$ можно найти такие точки $x_1 < x_2 < \ldots < x_n$, что при всех x, отличных от $x_0 = a$, x_1, ..., x_n, $x_{n+1} = b$, существует производная $f'(x)$, причём $|f'(x)| > \lambda$, где $\lambda > 1$ (в точках x_i ф-ция f не обязана даже быть непрерывной). Пример такого отображения отрезка [0, 1] можно задать ф-лой $Tx = \mathrm{Fr}(2x)$, где Fr, как и раньше, обозначает дробную часть числа. Здесь $n = 1$, $x_1 = 1/2$ и отображение разрывно в точке 1/2. Это отображение имеет непосредственное отношение к разложению числа в двоичную дробь: если $x = b_1(x), \quad b_2(x), \quad \ldots$ — такое разложение, то $b_n(Tx) = b_{n+1}(x)$, $n = 1, 2, \ldots$. Близкий пример, в к-ром отображение уже всюду непрерывно, получится, если положить $Tx = 1 - |2x - 1|$, $0 \leqslant x \leqslant 1$. Это т. н. шатровое отображение (tent map) — термин, указывающий на форму его графика.

Иногда рассматривают кусочно-монотонные отображения более общего вида, когда число отрезков монотонности бесконечно, а производная может в отд. точках принимать значения 1 и -1. Самый известный пример этого рода — преобразование Гаусса, определяемое на отрезке [0, 1] ф-лой $Tx = \mathrm{Fr}(f(x))$, где $f(x) = 1/x$ при $x \neq 0$ и $f(0) = 0$. Тем самым $Tx = 1/x - n$ при $1/(n+1) < x \leqslant 1/n$, все точки вида $1/n$, $n > 1$ являются точками разрыва и, кроме того, $f'(1) = -1$. Если преобразование из первого примера было связано с разложением в двоичную дробь, то для преобразования Гаусса ту же роль играет разложение в непрерывную (или цепную) дробь: пусть $x = g_1(x), \quad g_2(x), \quad \ldots$ — такое разложение для $x \in (0, 1)$; тогда, как и в первом примере, $g_n(Tx) = g_{n+1}(x)$, $n = 1, 2, \ldots$. Преобразование Гаусса существенно отличается по форме от первых двух примеров. Однако порождённые ими ДС имеют сходные эргодич. свойства по отношению к естественным инвариантным мерам. В первом и втором примерах такой мерой является обычная длина (мера Лебега), а в третьем — вероятностная мера μ, к-рую можно задать нек-рой плотностью (т. е. $\mu(dx) = p(x)dx$). Инвариантность меры относительно преобразования Гаусса приводит к равенству $p(x) = ((1+x)\ln 2)^{-1}$.

Абсолютно непрерывная инвариантная мера существует для весьма широкого класса кусочно-растягивающих отображений, хотя в общем случае невозможно указать явный вид её плотности. К упомянутому классу принадлежат, в частности, растягивающие отображения окружности. Отождествив окружность единичной длины с полуинтервалом [0, 1), можно задать такое отображение уже встречавшейся ф-лой $Tx = \mathrm{Fr}(f(x))$, $0 \leqslant x < 1$, где f — достаточно гладкая ф-ция, определённая на отрезке [0, 1] и удовлетворяющая условиям: $f(0) = 0$, $f(1)$ — целое число и $f'(x) \geqslant \lambda > 1$ (первый из приведённых выше примеров именно таков). При этих условиях существует абсолютно непрерывная T-инвариантная мера μ с положительной плотностью; по отношению к этой мере T является точным эндоморфизмом (см. выше), т. е. порождает полукаскад с сильными свойствами стохастичности; энтропия этой ДС равна $\int \ln f'(x)\mu(dx)$.

Большой интерес представляет изучение одномерных отображений, к-рые на одних участках являются растягивающими, а на других — сжимающими. Их свойства существенно зависят от того, как эти участки расположены вдоль траекторий отдельных точек. Примером может служить отображение $Tx = 4x(1-x)$, $0 \leqslant x \leqslant 1$, впервые рассмотренное Дж. фон Нейманом и С. Уламом (S. Ulam) в сер. 40-х гг. Под действием этого отображения критич. точка $x = 1/2$ [в ней производная ф-ции $4x(1-x)$ равна нулю и, значит, в её окрестности происходит самое сильное сжатие] уже на первом шаге поглощается периодич. траекторией (состоящей из точек 1 и 0), в окрестности к-рой сжатие компенсируется постоянно действующим растяжением. Вследствие этого T ведёт себя так же, как растягивающие отображения: существует абсолютно непрерывная T-инвариантная мера (с плотностью $p(x) = \pi^{-1}(x(1-x))^{-1/2}$), относительно к-рой рассматриваемая ДС в высшей степени стохастична (изоморфна сдвигу Бернулли). Похожая картина наблюдается и в гораздо более общей ситуации. Если, в частности, рассмотреть однопараметрич. семейство отображений $T_\lambda = \mathrm{Fr}(\lambda f(x))$, $\lambda > 0$, где ф-ция f в нек-ром смысле близка к квадратичной ф-ции $x(1-x)$, то для тех λ, при к-рых действует аналогичный только что описанному компенсационный механизм, преобразование T стохастично. Оказывается, что множество таких λ имеет положительную меру.

В 80—90-е гг. в теории одномерных отображений получили распространение методы, связанные с понятием ренорм группы и с теорией КАМ (Колмогорова — Арнольда — Мозера). В целом одномерная динамика пока далека от завершения. Последнее в ещё большей степени относится к теории многомерных не всюду растягивающих отображений, к-рая делает только первые шаги.

Случайные динамические системы

Необходимость изучения случайных ДС, т. е. систем, зависящих от случайного параметра, обусловлена теми же причинами, что и применение вероятностных моделей вообще. Важную роль играет, в частности, то обстоятельство, что при численном моделировании приходится производить дискретизацию системы как по времени, так и по пространству, а также учитывать возможность случайных ошибок. В Э. т. имеется конструкция, позволяющая ценой расширения фазового пространства сводить нек-рые случайные ДС к неслучайным. Пусть, напр., задана стационарная случайная последовательность с действительными значениями $\{y_n, n = 0, 1, \ldots\}$ и при каждом n определено сохраняющее меру μ преобразование T_{y_n} пространства X, зависящее от случайной величины y_n как от параметра. Последовательность случайных преобразований $T^{(n)} = T_{y_n} T_{y_{n-1}} \ldots T_{y_1} T_{y_0}$ естественно называть случайной ДС. Для неё выполняется случайная (по другой терминологии — вероятностная) эргодич. теорема: если f — интегрируемая ф-ция на X, то событие, состоящее в том, что при μ-почти всех $x \in X$ существует предел

$$f^*(x) = \lim_{N \to \infty} \frac{1}{N} \sum_{n=0}^{N-1} f(T^{(n)}x)$$

и что ф-ция f^* интегрируема по мере μ, имеет вероятность 1. Это утверждение сводится к индивидуальной эргодич. теореме для неслучайной ДС $\{\tilde{T}^n\}$ в пространстве пар (y, x), где $x \in X$; y — бесконечная последовательность действит. чисел, а преобразование $\tilde{T}^1$ имеет «треугольный» вид: $\tilde{T}^1(y, x) = (\varphi(y), \psi(y, x))$, где φ — сдвиг в пространстве последовательностей. Преобразования такого вида, наз. косыми произведениями, встречаются в разл. областях Э. т.

Другой подход к определению случайной ДС основан на том, что преобразование T_y пространства X, зависящее от случайного параметра y, порождает на X *марковский случайный процесс* ξ_t с дискретным временем (цепь Маркова), у к-рого вероятность перехода за один шаг из точки $x \in X$ в множество $A \subset X$ равна вероятности того, что $T_y x \in A$. Этот марковский процесс и наз. случайной ДС. Если случайный параметр y в том или ином смысле близок к фиксиров. значению y^0, то процесс ξ_t наз. малым случайным *возмущением неслучайной ДС* $\{T^t\} = \{T^t_{y^0}\}$. Это определение переносится на системы с непрерывным временем, для них процесс ξ_t часто описывается дифференц. ур-ниями со случайным коэф. или дифференц. *стохастическими уравнениями*. Несколько иной тип малого случайного возмущения ДС — это марковский процесс, в к-ром случайная точка, выйдя из x, распределяется через единицу времени вблизи точки $T^1 x$. Центральная проблема теории малых случайных возмущений касается поведения инвариантной меры μ_ε соответствующего марковского процесса при стремлении к нулю величины возмущения, характеризуемой параметром ε. Первоначально эта проблема изучалась для ДС с притягивающими неподвижными точками (положениями равновесия) или предельными циклами. В 70-х гг. началось исследование систем с гиперболич. аттракторами. Если при $\varepsilon_n \to 0$ последовательность мер μ_{ε_n} сходится, то предельная мера, как правило, оказывается инвариантной мерой невозмущённой ДС. На гиперболич. аттракторе сосредоточено несчётное множество инвариантных мер, однако при нек-рых общих условиях μ_ε сходится лишь к одной из них, а именно к равновесному состоянию, отвечающему коэффициенту растяжения объёма на неустойчивом многообразии (см. ниже).

Э. т. и классическая статистическая физика

Э. т., обязанная своим возникновением *статистической физике*, долгое время развивалась самостоятельно и лишь в 1970-х гг. вновь испытала влияние идей статистич. физики. Причины этого — появление новых методов в самóй Э. т., с одной стороны, и дальнейшая математизация статистич. физики — с другой.

Переосмысление понятия термодинамич. предельного перехода привело к общему определению гиббсовского случайного поля, иначе — гиббсовской меры, или *Гиббса распределения*, на фазовом пространстве бесконечной системы взаимодействующих частиц. Эта мера определяется своим гамильтонианом. В случае системы частиц с координатами $q_i \in R^d$, импульсами $p_j \in R^d$, гамильтониан к-рой имеет вид

$$H_U = \sum_i (p_i^2 + q_i^2)/2 + \sum_{i<j} U(|q_j - q_i|),$$

где U — потенциал попарного взаимодействия, она инвариантна относительно бесконечночастичной гамильтоновой ДС $\{T^t_U\}$, отвечающей H_U. В то же время никакая гиббсовская мера с гамильтонианом общего вида, отличным от H_U, не является $\{T^t_U\}$-инвариантной [единственное нетривиальное исключение относится к потенциалу $U(r) = a/\operatorname{sh}^2(br)$; a, $b = \text{const}$]. Этот факт согласуется с принципом необратимости и сходимости к равновесию, строгое обоснование к-рого, вообще говоря, возможно только для систем с бесконечным числом степеней свободы и в общем случае отсутствует.

Поток $\{T^t_U\}$ с инвариантной гиббсовской мерой наз. ДС статистич. механики. Её эргодич. свойства известны лишь для самых простых взаимодействий. Так, если $U = 0$ (случай идеального газа неразличимых частиц), то $\{T^t_U\}$ является Б-системой. Более содержательна др. бесконечномерная модель — газ Лоренца (H. Lorentz), отличающаяся от модели идеального газа тем, что точечные частицы движутся не во всём пространстве R^d, а вне области, занимаемой бесконечным множеством d-мерных шаров (рассеивателей), отражаясь от границы каждого шара по закону: «угол падения равен углу отражения». Упрощённый вариант этой модели, где имеется лишь одна движущаяся частица, а рассеиватели расположены периодически, сводится к рассеивающему биллиарду на d-мерном торе, из к-рого выброшено конечное число шаров. При $d = 2$ для соответствующего потока $\{T^t\}$ и ф-ции $q(x)$, задающей координату q точки $x = (q, p)$ фазового пространства, доказано, что случайный процесс $(1/\sqrt{s})\, q(T^{st}x)$, рассматриваемый на любом конечном интервале времени $0 \leqslant t \leqslant t_0$, сходится при $s \to \infty$ к *броуновскому движению* и что существует положит. коэф. диффузии, выражаемый через *корреляционную функцию скорости движущейся частицы*. Это первый пример, в к-ром броуновское движение строго выводится из чисто детерминиров. динамики.

Для случая, когда в той же ситуации движется бесконечное множество частиц, доказано, что соответствующий поток является К-системой. Природа стохастичности этой системы иная, чем у идеального газа. В самом деле, в отличие от модели Лоренца, в движении отд. частицы идеального газа нет никакой стохастичности и, т. к. частицы друг с другом не взаимодействуют, стохастичность всей системы выглядит парадоксально, по крайней мере, она не согласуется с общепринятым представлением, что в основе этого свойства должна лежать нетривиальность взаимодействия. В случае же идеального газа причиной стохастичности служат бесконечность числа частиц и их неразличимость — при отказе от любого из этих условий стохастичность исчезает (впрочем, неразличимость частиц, вследствие к-рой координата и скорость отд. частицы не являются ф-циями на фазовом пространстве, можно считать суррогатом взаимодействия).

Другая идея статистич. физики, оказавшая влияние на Э. т., — это вариационный принцип Гиббса, согласно к-рому гиббсовская мера характеризуется макс. значением энтропии при фиксиров. средней энергии. Для одномерной решёточной спиновой модели его точная формулировка такова. Пусть X — пространство последовательностей $x = \{x_i,\ -\infty < i < \infty\}$, $x_i = \pm 1$, и S — определённое на нём преобразование сдвига, т. е. (X, S) — символич. ДС, для к-рой инвариантная мера пока не выбрана. На множестве всех S-инвариантных вероятностных мер μ вводится функционал

$$F(\mu) = h_\mu - \int_X \varphi(x)\mu(dx),$$

где h_μ — энтропия каскада $\{S^t\}$ (для этой и др. дискретных моделей статистич. физики величина, соответствующая энтропии Гиббса, совпадает с h_μ), а $\varphi(x)$ — энергия взаимодействия спина в нулевой точке решётки $\mathbb{Z}$ со всеми остальными спинами. Вариационный принцип для рассматриваемой бесконечной модели гласит, что гиббсовские меры, отвечающие заданному взаимодействию, и только они максимизируют функционал $F(\mu)$ [при этом $\max F(\mu)$ есть термодинамич. предел логарифма *статистической суммы*]. Если взаимодействие достаточно быстро убывает на бесконечности, то существует только одна гиббсовская мера и по отношению к ней S является Б-системой.

Очевидно, функционал $F(\mu)$ имеет смысл для любой ДС и любой ограниченной ф-ции φ, заданной на её фазовом пространстве. Обычно φ предполагается непрерывной ф-цией, тогда $\sup F(\mu)$ по всем инвариантным мерам можно определить в чисто топологич. терминах без помощи каких-либо мер на фазовом пространстве. По аналогии со спец. случаем, рассмотренным выше, эта верхняя грань наз. топологич. давлением (при $\varphi = 0$ это не что иное, как топологич. энтропия), а меры, на к-рых она достигается, наз. равновесными состояниями, отвечающими φ. Однако в общем случае равновесные состояния могут и не существовать (даже при $\varphi = 0$).

Особенно полезно рассмотрение равновесных состояний в случае гиперболич. ДС. В частности, инвариантная мера на гиперболич. аттракторе, к-рой сходятся ср. арифметические сдвигов риманова объёма, служит равновесным состоянием для ф-ции φ, равной в каждой точке x логарифму локального коэф. растяжения $k^U(x)$ риманова объёма на неустойчивом многообразии, проходящем через

x [$k^U(x)$ выражается через характеристические показатели]. Этот факт вытекает из анализа достаточно простой символич. модели (фактор-системы), к-рая существует у рассматриваемой ДС.

Приём, близкий к термодинамич. предельному переходу, используется при изучении фрактальной структуры (см. *Фракталы*) инвариантных множеств ДС и в нек-рых др. задачах. Весь этот круг идей получил название термодинамического формализма.

Некоммутативная Э. т.

Большая часть материала предыдущих разделов может быть изложена без обращения к фазовому пространству ДС, а с использованием вместо него тех или иных пространств ф-ций, заданных на X, напр. пространства L^∞ ограниченных измеримых комплекснозначных ф-ций. Это пространство допускает наряду с линейными операциями также операцию перемножения любых двух его элементов и операцию комплексного сопряжения. Тем самым оно является C^*-алгеброй, к-рая коммутативна, т. к. этим свойством обладает операция умножения. Всякая мера μ, заданная на X, определяет на этой алгебре положит. линейный функционал (состояние) ρ_μ, к-рый ставит в соответствие ф-ции f число $\int_X f d\mu$, а ДС $\{T^t\}$ задаёт группу $\{U^t\}$ её автоморфизмов по ф-ле $(U^t f)(x)=f(U^t x)$. Если μ — инвариантная мера, то, очевидно, функционал ρ_μ инвариантен относительно этой группы: $\rho_\mu(U^t f)=\rho_\mu(f)$.

Описанный алгебраич. подход применим и в некоммутативном случае. Ему соответствует определение ДС как однопараметрич. группы автоморфизмов $\{\tau^t\}$ нек-рой C^*-алгебры $\mathscr{A}$, на к-рой задано состояние ρ, инвариантное относительно этой группы. Подобные объекты появляются в квантовой статистич. механике, в частности при определении равновесных состояний (КМШ-состояний), и в квантовой теории поля. Их изучение составляет предмет некоммутативной Э. т., основы к-рой были заложены Дж. фон Нейманом и И. Сигалом (I. Segal).

На некоммутативные ДС обобщаются многие понятия и факты Э. т., в т. ч. статистич. и индивидуальная эргодич. теоремы, имеющие дело со сходимостью средних

$$(1/n)\sum_{k=0}^{n-1}\tau^t A, \quad A\in\mathscr{A}$$

(случай дискретного времени), а также теорема о разложении на эргодич. компоненты и понятие перемешивания. Однако непосредств. обобщение возможно далеко не всегда. Так, в формулировке индивидуальной эргодич. теоремы фигурирует сходимость почти всюду — свойство, непосредственно связанное с фазовым пространством. Перенести это понятие на некоммутативный случай позволяет тот факт, что сходимость почти всюду равносильна равномерной сходимости вне множества произвольно малой меры (теорема Егорова). Намного сложнее, чем в коммутативном случае, определяется энтропия некоммутативной ДС. Имеются также некоммутативные аналоги К-систем. В целом некоммутативная Э. т. имеет гораздо менее завершённый вид, чем её коммутативный прототип.

Лит.: Халмош П., Лекции по эргодической теории, пер. с англ., М., 1959; Биллингслей П., Эргодическая теория и информация, пер. с англ., М., 1969; Алексеев В. М., Символическая динамика, в кн.: 11-я математическая школа. АН УССР, К., 1976; Орнстейн Д., Эргодическая теория, случайность и динамические системы, пер. с англ., М., 1978; Боуэн Р., Методы символической динамики, пер. с англ., М., 1979; Корнфельд И. П., Синай Я. Г., Фомин С. В., Эргодическая теория, М., 1980; Братели У., Робинсон Д., Операторные алгебры и квантовая статистическая механика, пер. с англ., М., 1982; Peterson K., Ergodic theory, Cambridge, 1983; Заславский Г. М., Стохастичность динамических систем, М., 1984; Итоги науки и техники, сер. Современные проблемы математики. Фундаментальные направления, т. 2, М., 1985; Темпельман А. А., Эргодические теоремы на группах, Вильнюс, 1986; Мартин Н., Ингленд Дж., Математическая теория энтропии, пер. с англ., М., 1988; Гальперин Г. А., Земляков А. Н., Математические бильярды, М., 1990; Синай Я. Г., Современные проблемы эргодической теории, М., 1995; Katok A., Hasselblatt B., Introduction to the theory of dynamical systems, Cambridge, 1995. *Б. М. Гуревич.*

ЭРГОДИ́ЧНОСТЬ — свойство неразложимости *динамической системы* с инвариантной мерой на две не связанные друг с другом подсистемы. Это свойство равносильно тому, что всякое измеримое инвариантное множество либо само имеет нулевую меру, либо отличается на множество нулевой меры от всего фазового пространства (см. *Эргодическая теория*). В случае, когда мера всего пространства конечна, Э. эквивалентна равенству временного среднего любой интегрируемой ф-ции (по бесконечному интервалу времени) её пространственному среднему. Э. стационарного в узком смысле случайного процесса x_t есть, по определению, Э. порождаемой им динамической системы (см. *Стационарный случайный процесс*). Это свойство можно выразить в терминах самого x_t: любой случайный процесс вида $y_t=f(x_{t_1},\dots,x_{t_n})$, где f — ограниченная измеримая ф-ция и $t_1,\dots,t_n$ — любые фиксированные моменты времени, подчиняется *больших чисел закону*.

Под Э. *марковского случайного процесса* часто понимается иное (по существу, более сильное) свойство, а именно, сходимость при $t\to\infty$ любого нач. распределения P_0 к предельному стационарному распределению, не зависящему от P_0. *Б. М. Гуревич.*

ЭРГОСФЕ́РА — область вблизи вращающихся компактных релятивистских объектов (*нейтронных звёзд* или *чёрных дыр*), находящаяся внутри поверхности бесконечного гравитац. красного смещения для источника, покоящегося относительно инерциального наблюдателя на пространственной бесконечности. В случае вращающейся чёрной дыры, описываемой метрикой Керра (см. *Керра пространство-время*), Э. лежит между поверхностью бесконечного красного смещения $g_{00}=0$, или $r^2-2Mr+a^2\cos\theta=0$, и горизонтом событий $r=r_+=M+\sqrt{M^2-a^2}$ (в системе единиц, где скорость света и гравитац. постоянная равны 1). Внутри Э. никакое физ. тело не может покоиться относительно удалённого наблюдателя, оно должно вращаться вокруг компактного объекта в ту же сторону, что и он сам. Существование Э. является специфическим гравитационно-релятивистским эффектом, отсутствующим в теории ньютоновской гравитации.

При нестационарном движении физ. объектов внутри Э. их полная энергия, измеренная относительно удалённого наблюдателя, может быть отрицательной. Это даёт возможность отнимать энергию вращения от компактных релятивистских объектов посредством разл. физ. процессов (процесса Пенроуза — распада влетевшего в Э. тела на две или более частей с последующим вылетом одного из осколков из Э., эффекта суперрадиации — усиления электромагнитных и гравитац. волн при рассеянии на вращающейся чёрной дыре, *аккреции* замагниченной плазмы и др.). В ходе этих процессов вращение релятивистских объектов замедляется, а их Э. сжимается (но площадь поверхности горизонта событий чёрной дыры всегда возрастает). *А. А. Старобинский.*

ЭРЕНФЕ́СТА ТЕОРЕ́МЫ — теоремы, утверждающие, что ср. значения величин (координат, импульса, энергии), характеризующих движение частицы в квантовой механике, а также ср. значение силы, действующей на частицу, связаны между собой ур-ниями, аналогичными соответствующим ур-ниям классич. механики. Установлены П. Эренфестом (P. Ehrenfest, 1927) на основе сопоставления частице пакета волн де Бройля $\psi(x,t)$ (см. *Волновой пакет*). В случае одной пространств. координаты (x), учитывая, что $|\psi(x,t)|^2$ есть плотность вероятности обнаружить частицу в нек-рой точке x, естественно вводится понятие «центра (тяжести)» волнового пакета как ср. значения координаты:

$$\langle x\rangle=\int\psi^*\hat{x}\psi\,dx, \qquad (1)$$

при этом считается, что $\psi(x,t)$ достаточно быстро спадает

при $x\to\pm\infty$ и нормирована на единицу. Вычисление производной по времени от (1) с учётом *Шрёдингера уравнения* для одночастичного случая доказывает, что имеет место **первая теорема Эренфеста**: центр волнового пакета движется со скоростью, равной ср. импульсу частицы, отнесённому к её массе:

$$\frac{d}{dt}\int\psi^*\hat{x}\psi\,dx=\frac{1}{m}\int\psi^*\hat{p}(x)\psi\,dx=-\frac{i\hbar}{m}\int\psi^*\frac{\partial\psi}{\partial x}dx. \qquad (2)$$

Отсюда, в частности, можно вывести явный вид самосопряжённых оператора импульса $\hat{p}_x=-i\hbar\partial/\partial x$ и оператора координаты $\hat{x}=x$.

Вторая производная от (1) по времени приводит ко **второй теореме Эренфеста**: производная по времени от ср. импульса частицы равна ср. значению силы $\langle F_x\rangle=-\langle dU/dx\rangle$, приложенной к частице, т. е.

$$\frac{d}{dt}\int\psi^*\hat{p}_x\psi\,dx=-\int\psi^*\frac{dU}{dx}\psi\,dx. \qquad (3)$$

Т. о., при условии, что размерами волнового пакета по сравнению с характерным масштабом изменения потенциала $U(x)$ можно пренебречь, центр волнового пакета будет двигаться точно по законам классич. механики, записанным для ср. значений соответствующих физ. величин, т. е. соотношение между скоростью и импульсом частицы и 2-й закон Ньютона классич. механики выполняются в квантовой механике лишь для ср. значений физ. величин.

Для случая 3-мерных волновых пакетов Э. т. (2) и (3) записываются соответственно в виде

$$\frac{d}{dt}\int\psi^*\hat{\boldsymbol{r}}\psi\,d^3x=\frac{1}{m}\int\psi^*\hat{\boldsymbol{p}}\psi\,d^3x=-\frac{i\hbar}{m}\int\psi^*\nabla\psi\,d^3x, \qquad (2')$$

$$\frac{d}{dt}\int\psi^*\hat{\boldsymbol{p}}\psi\,d^3x=-\int\psi^*\nabla U\psi\,d^3x. \qquad (3')$$

Пределы применимости Э. т. (т. е. справедливости классич. законов для квантовых средних) выводятся, в частности, из разложения ф-ции $U(x)$ в окрестности «центра (тяжести)» $\langle x\rangle\equiv\bar{x}$ достаточно узкого пакета в ряд Тейлора и вычисления соответствующих квантовомеханич. средних. Если ограничиться первыми тремя членами разложения, то должны выполняться условия

$$\left|\frac{dU(\bar{x})}{d\bar{x}}\right|\gg\frac{1}{2}\left|\frac{d^3U(\bar{x})}{d\bar{x}^3}\right|\overline{(\Delta x)^2}, \qquad (4)$$

где $\overline{(\Delta x)^2}=\int\psi^*(x-\bar{x})^2\psi\,dx$, т. е. потенциал U должен достаточно плавно зависеть от $\bar{x}$. Кроме того, из сравнения выражений для кинетич. энергий классич. и квантовых частиц можно сделать вывод, что они сопоставимы лишь при достаточно больших импульсах, т. е. когда

$$\overline{(\Delta p)^2}\ll\overline{p^2}; \qquad (5)$$

из *неопределённостей соотношения*

$$\overline{(\Delta p)^2}\cdot\overline{(\Delta x)^2}\gg\frac{\hbar^2}{2}, \qquad (6)$$

с учётом (4) и (5) выводится ещё одно условие, необходимое, чтобы квантовая частица подчинялась классич. законам:

$$\bar{p}^2\left|\frac{dU(\bar{x})}{d\bar{x}}\right|:\left|\frac{d^3U(\bar{x})}{d\bar{x}^3}\right|\gg\frac{\hbar^2}{8}. \qquad (7)$$

Выбор достаточно узких волновых пакетов приводит к большому разбросу по импульсам, что, в свою очередь, влечёт за собой быстрое «расплывание» пакетов (квадратичный по времени закон «расплывания»). Т. о., волновой пакет можно сопоставить с частицей только для очень коротких временны́х промежутков. Поиск нерасплывающихся волновых пакетов или частицеподобных решений приводит к рассмотрению нелинейных обобщений ур-ний динамики (см. *Солитон*).

Лит.: Борисоглебский Л. А., Квантовая механика, 2 изд., Минск, 1988; Матвеев А. Н., Атомная физика, М., 1989; Рыбаков Ю. П., Терлецкий Я. П., Квантовая механика, М., 1991.

В. И. Санюк.

ЭРМИ́ТА ФУ́НКЦИИ — *специальные функции*, удовлетворяющие ур-нию Эрмита (C. Hermit)

$$y''-2zy'+2\nu y=0. \qquad (1)$$

Частные решения (1) имеют вид

$$y_1=H_\nu(z),\ y_2=H_\nu(-z);$$

$$y_1=e^{z^2}H_{-\nu-1}(iz),\ y_2=e^{z^2}H_{-\nu-1}(-iz).$$

При целом $\nu>0$ Э. ф. совпадают с полиномами Эрмита (см. *Ортогональные полиномы*). Интегральное представление, ф-лу дифференцирования и рекуррентное соотношение для Э. ф. $H_\nu(z)$ см. в ст. *Параболического цилиндра функции*. Э. ф. можно выразить через *вырожденные гипергеометрические функции*:

$$H_\nu(z)=2^\nu G(-\nu/2,\ 1/2,\ z^2),\ |\arg z|\leqslant\pi/2,$$

$$H_\nu(z)=\frac{2^\nu\sqrt{\pi}}{\Gamma[(1-\nu)/2]}F(-\nu/2,\ 1/2,\ z^2)-$$

$$-\frac{2^{\nu+1}\sqrt{\pi}}{\Gamma(-\nu/2)}zF\left(\frac{1-\nu}{2},\ \frac{3}{2},\ z^2\right).$$

Используя свойства гипергеометрических ф-ций, получим разложение в ряд

$$H_\nu(z)=\frac{1}{2\Gamma(-\nu)}\sum_{n=0}^{\infty}(-1)^n\Gamma\left(\frac{n-\nu}{2}\right)\frac{z^n}{n!}.$$

Асимптотич. представление при $z\to\infty$

$$H_\nu(z)=(2z)^\nu\left[1+O\left(\frac{1}{z^2}\right)\right],\quad |\arg z|\leqslant\frac{\pi}{2},$$

$$H_\nu(z)=(2z)^\nu\left[1+O\left(\frac{1}{z^2}\right)\right]+\frac{2^{\nu+1}\sqrt{\pi}}{\Gamma(-\nu)}\times$$

$$\times e^{z^2}(-2z)^{-\nu-1}\left[1+O\left(\frac{1}{z^2}\right)\right],$$

$$\pi/2\leqslant|\arg z|\leqslant\pi,\quad |\arg(-z)|<\pi/2.$$

Для ф-ций $H_\nu(z)$ имеют место функциональные соотношения

$$H_\nu(z)=\frac{2^\nu\Gamma(\nu+1)}{\sqrt{\pi}}e^{z^2}\left[e^{i\pi\nu/2}H_{-\nu-1}(iz)+e^{-i\pi\nu/2}H_{-\nu-1}(-iz)\right],$$

$$H_\nu(z)=e^{i\pi\nu}H_\nu(-z)+\frac{2^{\nu+1}\sqrt{\pi}}{\Gamma(-\nu)}e^{z^2+i\pi(\nu+1)/2}H_{-\nu-1}(-iz),$$

$$H_\nu(z)=e^{-i\pi\nu}H_\nu(-z)+\frac{2^{\nu+1}\sqrt{\pi}}{\Gamma(-\nu)}e^{z^2-i\pi(\nu+1)/2}H_{-\nu-1}(iz).$$

Лит. см. при статьях *Специальные функции, Параболического цилиндра функции.*

А. Ф. Никифоров.

ЭРМИ́ТОВ ОПЕРА́ТОР — *линейный оператор* A в гильбертовом пространстве H с плотной областью определения $D(A)$ и такой, что $\langle Ax,y\rangle=\langle x,Ay\rangle$ для любых $x,\ y\in D(A)$. Это условие эквивалентно тому, что: 1) $D(A)\subset D(A^*)$, 2) $Ax=A^*x$ для всех $x\in D(A)$, где A^* — оператор, сопряжённый с A, т. е. что $A\subset A^*$. Ограниченный Э. о. либо определён на всём H, либо по непрерывности расширяется до такого, и при этом $A=A^*$, т. е. A — самосопряжённый оператор. Неограниченный Э. о. может как иметь, так и не иметь самосопряжённые расширения. Иногда эрмитовым наз. самосопряжённый оператор, сохраняя для оператора, эрмитова в указанном выше смысле, название симметрический. В конечномерном пространстве Э. о. описывается эрмитовой матрицей.

Лит.: Ахиезер Н. И., Глазман И. М., Теория линейных операторов в гильбертовом пространстве, 3 изд., т. 2, Хар., 1978; Рисс Ф., Сёкефальви-Надь Б., Лекции по функциональному анализу, пер. с франц., 2 изд., М., 1979. *В. И. Соболев.*

ЭРСТЕ́Д (Э, Oe) — единица напряжённости магн. поля в *СГС системе единиц* (симметричной и СГСМ). Названа в честь Х. Эрстеда (Н. Ørsted). 1 Э равен напряжённости магн. поля, индукция к-рого в вакууме равна 1 Гс; $1\ Э = 10^3/(4\pi)\ А/м = 79{,}5775\ А/м$.

ЭСА́КИ ЭФФЕ́КТ — излом вольт-амперной характеристики (ВАХ) проводника, помещённого в скрещенные электрич. и магн. поля $\boldsymbol{E}$ и $\boldsymbol{H}$, в сторону увеличения тока (насыщение напряжения), когда приложенное электрич. поле превосходит нек-рое критич. значение. Обнаружен Л. Эсаки (L. Esaki) в 1962. В сильном электрич. поле скорость дрейфа носителей заряда поперёк внеш. электрич. и магн. полей $v_{др} = cE/H$ превышает скорость звука s в том же направлении. Взаимодействие сверхзвуковых носителей заряда с решёткой кристалла приводит к генерации *фононов*, распространяющихся в направлении дрейфа, к-рые, увлекая носители, создают акустоэлектрич. ток в том же направлении (см. *Акустоэлектронное взаимодействие, Акустоэлектрический эффект*). В магн. поле этот ток «поворачивается» на холловский угол (см. *Холла эффект*) и складывается с омическим током. Это и приводит к излому ВАХ при $E = sH/c$.

Э. э. впервые наблюдался в Bi — *полуметалле* с биполярной проводимостью. Последнее существенно, поскольку необходимым условием Э. э. является наличие дрейфа в холловском направлении (т. е. в направлении, перпендикулярном $\boldsymbol{H}$ и $\boldsymbol{E}$). Э. э. наблюдался также в монополярном образце с короткозамкнутыми холловскими контактами типа *Корбино диска*.

Лит.: Esaki L., New phenomenon in magnetoresistance of bismuth at low temperature, «Phys. Rev. Lett.», 1962, v. 8, p. 4; Moore A. R., Current and voltage saturation in semiconducting gas, «Phys. Rev. Lett.», 1964, v. 12, p. 47; см. также лит. при ст. *Акустоэлектронное взаимодействие*. *Э. М. Эпштейн.*

ЭТАЛО́Н (франц. étalon — образец, мерило) — измерит. устройство, предназначенное и утверждённое для воспроизведения и (или) хранения и передачи шкалы измерений или размера единицы измерений средствам измерений. Э. призваны обеспечивать единство измерений в той или иной области науки, а также в др. областях деятельности человека. Э. воспроизводит и (или) хранит всю или к.-л. часть шкалы измерений, одно значение (одну точку шкалы) или неск. значений измеряемой величины.

Различают первичные Э., предназначенные для передачи шкалы и (или) размера единицы измерений вторичным и рабочим Э., а также уникальным и высокоточным средствам измерений; вторичные Э., промежуточные между первичными и рабочими Э.; рабочие Э. (ранее наз. образцовыми средствами измерений), подразделяемые на разряды в порядке убывания их точности; Э. сравнения, применяемые для сличения Э., к-рые не могут быть непосредственно сличены друг с другом по разным причинам (разл. диапазоны значений воспроизводимых величин, разл. типы трактов и присоединит. устройств и т. п.); Э.-переносчики, предназначенные для транспортирования к поверяемому (калибруемому) рабочему Э. или иному средству измерений на месте его эксплуатации.

В законодат. *метрологии*, в основе к-рой лежит закон России «Об обеспечении единства измерений», применяется также классификация Э. по правовым (юридич.) признакам: международные Э., принятые по междунар. соглашению в качестве первичных (исходных) междунар. Э. и служащие для согласования с ними шкал и размеров единиц измерений, воспроизводимых и хранимых национальными (государственными) Э.; государственные Э., признанные решением уполномоченного на то государственного органа (в России — Госстандарта) в качестве исходных Э. на территории данного государства. Вторичные и рабочие Э. могут использоваться в качестве исходных для республики, региона, ведомства или предприятия.

Первые Э. (длины, массы) появились одновременно с древними цивилизациями (в Древнем Египте, Ассирии, Вавилонии). История совр. Э. начинается с первого Э. метра, созданного (1799) после принятия метрич. системы мер (т. н. архивный метр). Он представлял собой концевую меру в виде платинового стержня прямоуг. сечения. Одновременно был выполнен и Э. массы — платиновый цилиндр массой 1 килограмм («архивный килограмм»; назв. связаны с тем, что эти Э. метра и килограмма хранились в архиве Франц. республики). Ныне все развитые страны располагают комплексами взаимосвязанных государственных Э. основных и производных единиц измерения — эталонной базой. Уровень эталонной базы — показатель уровня науки и производства данной страны.

Государственные Э. России хранятся в государственных научных метрологич. центрах Госстандарта (С.-Петербург, Москва, Новосибирск), Германии — в PTB (Phisikalisch-Technische Bundesanstalt, Брауншвейг), США — в NIST (National Institute Standarts and Technology, Гейтерсберг) и т. д. В этих учреждениях ведутся также науч. работы по модернизации Э. и работы по передаче шкал и единиц измерений вторичным и рабочим Э., испытаниям высокоточных средств измерений и проведению особо точных измерений.

Э. характеризуются значениями или диапазоном воспроизводимой величины и погрешностями их воспроизведения и хранения. В соответствии с поверочными схемами (документами, устанавливающими соподчинение средств измерений, участвующих в передаче размера единицы или шкалы измерений от Э. рабочим средствам измерений с указанием методов и погрешностей при передаче) практически используемые диапазоны значений величин (шкал измерений) обычно во много раз (иногда на неск. порядков) превышают диапазоны значений, воспроизводимые первичными Э.

Погрешности Э. высшего звена (международных, государственных) принято выражать тремя составляющими: ср. квадратическим отклонением (СКО) с указанием числа наблюдений при измерении, неисключённым остатком систематич. погрешности (НСП) и там, где это возможно, долговременной нестабильностью — изменением воспроизводимого Э. значения величины за определ. длит. период. Рабочие Э. характеризуют либо суммарным СКО, либо значениями СКО и НСП, что предпочтительнее, т. к. позволяет оценивать значение случайной погрешности при разном числе наблюдений, уменьшать значения НСП (напр., непосредственным сличением с Э. высшего звена).

Принципы формирования комплекса эталонов. Обычно Э. охватывают принятую и действующую совокупность шкал и единиц измерений, использование к-рых осуществляется с помощью средств измерений. Практически необходимыми являются Э. не только основных и многих производных единиц междунар. системы (СИ, SI), но и Э. нек-рых внесистемных единиц и шкал измерений. При разработке конкретных Э. используются атомные и квантовые явления (см. *Квантовая метрология*), *фундаментальные физические константы* (ФФК), фундам. физ. принципы (взаимности, суперпозиции, эквивалентности разных видов энергии и др.), принятые по междунар. соглашениям специфич. метрологич. константы и табулированные ф-ции. Учитываются также общие положения, вытекающие из теории *шкал измерений*: Э. шкалы отношений должен, как минимум, воспроизводить одну точку шкалы (при условии, что вторая опорная точка — естеств. нуль шкалы); Э. шкалы разностей (интервалов) должен как минимум воспроизводить две точки шкалы, одной из к-рых может быть точка условного нуля. Абс. шкалы могут воспроизводиться без Э. непосредственно в измерит. процедуре, когда Э. создаются, то они воспроизводят одну или неск. точек абс. шкалы или её участок. Шкалы наименований и порядка также могут воспроизводиться без Э. путём пунктуального выполнения при измерениях требований, регламентированных в спецификациях. Если же Э. создаются (напр., Э. шкал твёрдости), то они должны воспроизводить все применяемые на практике участки шкал.

Комплекс Э. должен быть взаимно согласованным: поскольку значения ряда производных единиц и шкал можно воспроизвести, применяя различные комбинации Э. основных и производных единиц и шкал, любое такое комбинирование Э. в измерит. процедурах должно давать сопоставимые (одинаковые в пределах объявленных погрешностей) результаты измерений. Проблема согласования Э. усложнилась с введением квантовых Э. производных единиц вольта и ома, воспроизводимых независимо от осн. электрич. единицы — ампера, и тесно сопряжена с согласованием соответствующих ФФК.

Формирование комплекса Э. осуществляется с учётом правовых принципов организации системы обеспечения единства измерений (СОЕИ), гарантирующей правильность результатов многообразных измерений на междунар., региональном или государственном уровнях. Возможны два предельных варианта построения СОЕИ.

Первый вариант — полностью централизованный, он опирается на единые междунар. или национальные Э., воспроизводящие систему шкал и единиц измерений, и на строго иерархический порядок передачи их с заданной точностью. Второй вариант связан с разработкой спецификаций, опирающихся на стабильные природные явления и позволяющих создать государственные Э. осн. шкал и единиц измерений, изначально воспроизводящие эти шкалы и единицы с гарантированной точностью; этот путь приводит к построению децентрализованной СОЕИ. Первый вариант неизбежен, когда значения осн. единиц системы выбраны произвольно и не связаны с природными явлениями. Соответствующая СОЕИ громоздка, неизбежны большие потери точности при передаче шкал и размеров единиц рабочим средствам измерений, сопряжена с принципиальной возможностью утраты соответствующих Э., т. е. с потерей шкал и размеров единиц. СОЕИ, построенная по второму варианту, свободна от большинства этих недостатков, но требует знания достаточно точных, согласованных на междунар. уровне значений комплекса ФФК, возможности точного воспроизведения квантовых эффектов и физ.-матем. принципов. Оба пути построения СОЕИ не антагонистичны и дополняют друг друга.

Эталоны основных единиц СИ

1. Эталон единицы длины — метра. Шкала длин (расстояний) является шкалой интервалов. Её особенность — отсутствие единого фиксированного в пространстве нуля отсчёта. Измеряются всегда только интервалы протяжённости — расстояния. Условный перемещаемый в пространстве нуль средства измерения длины (нуль шкалы отсчётного устройства) при измерении совмещается с нек-рой точкой измеряемого объекта.

В табл. 1 приведены все существовавшие определения метра и принципы построения СОЕИ длин.

Табл. 1.

Определение	Год принятия	Характер СОЕИ
Одна десятимиллионная часть четверти Парижского меридиана	1791	Децентрализованная
Длина «архивного метра» (платинового стержня, изготовленного в 1799)	1872	Централизованная
Расстояние между штрихами на X-образной платино-иридиевой линейке (международном прототипе)	1889	Централизованная
1650763,73 длины волны в вакууме излучения, соответствующего переходу между уровнями $2p_{10}$ и $5d_5$ атома криптона-86	1960	Децентрализованная
Длина пути, проходимого светом в вакууме за 1/299792458 долю секунды *	1983	Децентрализованная

* Скорость света в вакууме (для целей метрологии) возведена в ранг абсолютно точной ФФК.

Определение, принятое в 1983, удобно для измерения больших и сверхбольших расстояний, когда фигурируют достаточно длит. интервалы времени. Относительно небольшие длины определяют косвенным методом: с помощью радиооптич. частотных мостов (РОЧМ; см. ниже), входящих в состав Э. времени и частоты, измеряют частоты излучения стабилизированных лазеров и вычисляют соответствующие длины волн; затем с помощью оптич. *интерферометров* аттестуют и поверяют меры длины. Эта операция формально совпадает с процедурой воспроизведения размера метра с помощью криптоновой лампы, но в этом случае могут применяться гелий-неоновые лазеры, работающие на частотах ок. 88, 473, 489 и 520 ТГц (погрешности $1{,}3 \cdot 10^{-10}$—$1{,}1 \cdot 10^{-9}$), аргоновый лазер на частоте ок. 582 ТГц (погрешность $1{,}3 \cdot 10^{-9}$), а также спектральные лампы ^{86}Kr, ^{198}Hg, ^{114}Co (погрешности ок. $4 \cdot 10^{-9}$) и т. д. Радиооптич. мост России позволяет определить значение частоты перевозимого стабилизированного лазера с большей точностью, СКО $\leqslant 1 \cdot 10^{-11}$ и НСП $\leqslant 2 \cdot 10^{-11}$, а также (с несколько меньшей точностью) определить частоту лазера, входящего в состав Э. метра России, СКО к-рого не превышает $2 \cdot 10^{-11}$, а НСП — $1 \cdot 10^{-9}$.

2. Эталон единицы массы — килограмма. Шкала масс — аддитивная шкала отношений. Определения килограмма и принципы построения СОЕИ масс приведены в табл. 2.

Табл. 2.

Определение	Год принятия	Характер СОЕИ
Масса 1 $дм^3$ воды при температуре её максимальной плотности	1791	Децентрализованная
Масса «архивного килограмма» (платиновой цилиндрической гири, изготовленной в 1799)	1872	Централизованная
Масса международного прототипа — платино-иридиевой гири высотой и диаметром 39 мм, равная массе «архивного килограмма»	1889	Централизованная

Междунар. прототип Э. массы хранится в Междунар. бюро мер и весов (МБМВ, Париж). Его копия — государственный Э. массы России — имеет абс. погрешность $2 \cdot 10^{-3}$ мг.

Определение килограмма не связано с ФФК или др. осн. единицами СИ. Междунар. прототип, безусловно, подвержен износу, степень к-рого определить принципиально невозможно, поэтому поиск путей создания Э. килограмма, опирающегося на ФФК или атомные константы, — важная проблема метрологии. Так, напр., ведутся работы по определению килограмма через вольт и ом с помощью обращённых ампер-весов (см. ниже). Теоретически Э. килограмма мог бы служить идеальный кристалл, содержащий известное число атомов определ. хим. элемента, но способов выращивания такого кристалла пока нет.

С Э. массы связана др. осн. единица СИ — моль — кол-во вещества системы, содержащей столько же структурных элементов (атомов, молекул, ионов и т. п.), сколько содержится атомов в углероде-12 массой 0,012 кг. Масса 1 моля разл. веществ различна, поэтому Э. моля нет. Моль — счётная единица, численно равная числу Авогадро, т. е. он равен массе $6{,}025 \cdot 10^{23}$ частиц. Включение моля в состав осн. единиц СИ обоснованно оспаривается.

3. Эталон единицы времени (длительности) — секунды. Шкала времени — типичная шкала разностей (интервалов). Секунда, как и шкалы счёта времени, занимает особое место среди др. осн. единиц СИ. Прежде всего, необратимость времени — одна из фундам. характеристик нашей Вселенной. Кроме того, существует стремление выразить через ФФК и секунду (или герц) др. единицы СИ.

В метрич. систему 1791 секунда не входила, измерение времени считалось задачей астрономов, а не метрологов. В последующие системы секунда была включена как осн.

единица, её размер одинаков во всех системах. Определение секунды, однако, трижды менялось (табл. 3).

Таблица 3.

Определение	Год принятия	Характер СОЕИ
1/86400 часть средних солнечных суток	С момента организации регулярных астрономических наблюдений	Децентрализованная
1/31556925,9147 часть тропического года для 1900. 00 января в 12 часов эфемеридного времени, что соответствует 12 часам 31 декабря 1899	1960	Децентрализованная
Интервал, в течение которого совершается 9192631770 периодов излучения, соответствующего переходу между уровнями сверхтонкой структуры основного состояния атома цезия-133 в отсутствие возмущения полями	1967	Частично централизованная (сличение национальных эталонов и усреднение полученных значений международной службой времени)

Национальные Э. времени имеют в своём составе цезиевые реперы (хранители), т. е. воспроизводят размер секунды в соответствии с её определением (см. *Квантовые стандарты частоты*). Иногда цезиевые реперы используются только для периодич. контроля неизменности размера секунды, а роль хранителей шкалы выполняют другие постоянно работающие устройства, напр. водородные генераторы.

Э. времени не только воспроизводят размер секунды, но и ведут шкалы текущего времени — равномерного атомного времени, координированную шкалу времени, привязанную к Григорианскому солнечному календарю, к-рым пользуется большинство стран. В связи с этим Э. времени функционируют непрерывно (в отличие от др. Э.). Относит. погрешность лучших национальных Э. времени (в т. ч. государственного Э. России) лежит в пределах $2 \cdot 10^{-13} \div 5 \cdot 10^{-14}$. Э. времени — самые точные из всех Э. шкал и единиц измерений.

Э. единицы времени воспроизводят одновременно и единицу частоты — герц, их и наз. Э. времени и частоты. Поскольку единица длины — метр — воспроизводится через секунду и скорость света, появилась тенденция к созданию единых исходных Э. времени, частоты и длины. Э. времени и частоты — сложные комплексы, содержащие системы формирования единиц времени и частоты и шкал времени, системы измерения частот стабилизированных лазеров, служащих для воспроизведения размера метра, системы внеш. сличений национальных Э. между собой. На рис. 1 приведена структурная схема Э. времени и частоты России, являющегося частью единого Э. времени, частоты и длины.

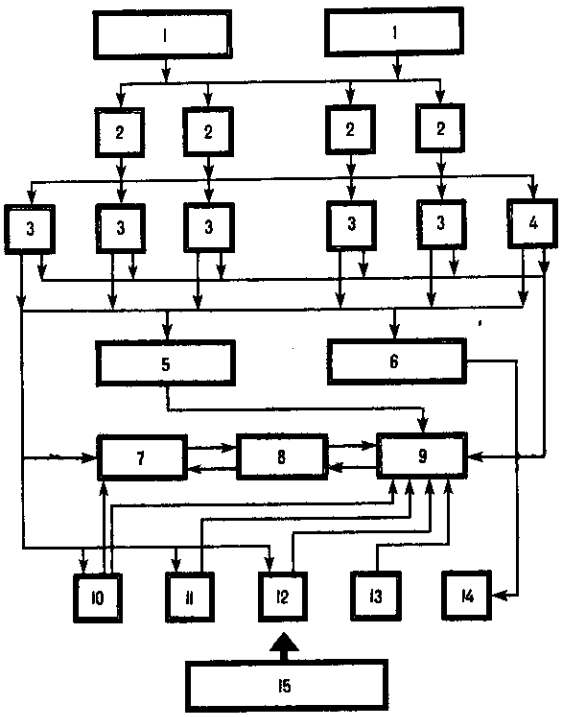


Рис. 1. Структурная схема эталона времени и частоты: 1 — цезиевые реперы частоты; 2 — водородные реперы частоты; 3 — водородные хранители частоты и шкал времени; 4 — цезиевый хранитель шкал времени; 5 — система формирования рабочей шкалы времени; 6 — радиооптический частотный мост; 7 — аппаратура измерения интервалов времени; 8 — аппаратура измерения частот; 9 — управляющая ЭВМ; 10 — приёмно-регистрирующий комплекс системы внешних сличений; 11 — аппаратура сличения шкал времени через метеорные следы; 12 — аппаратура сличения шкал времени через навигационные станции; 13 — перевозимые квантовые часы; 14 — перевозимый лазер; 15 — системы обеспечения эталона.

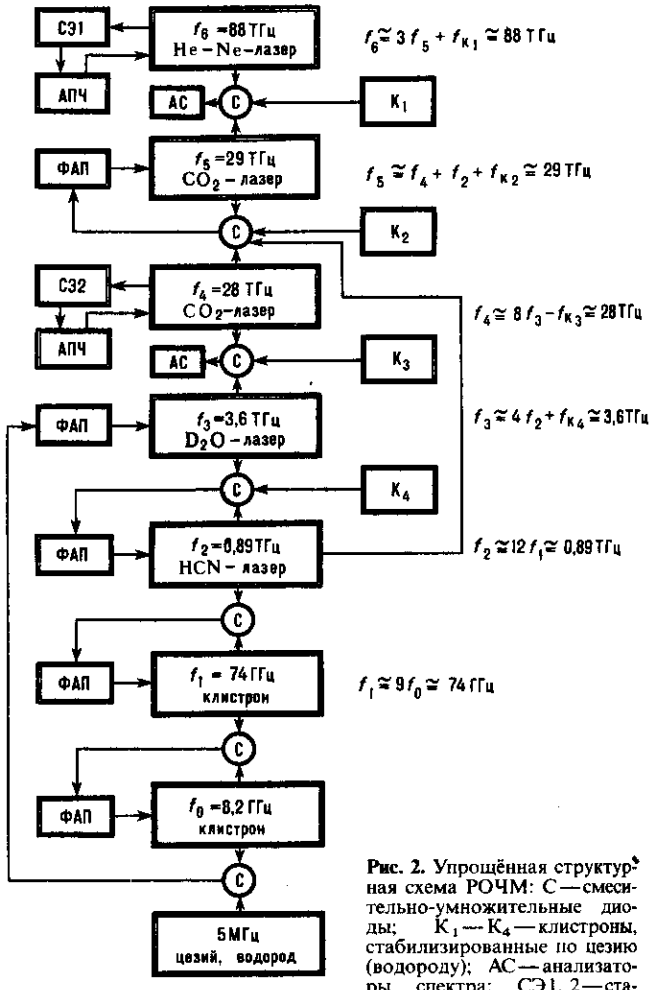


Рис. 2. Упрощённая структурная схема РОЧМ: С — смесительно-умножительные диоды; $К_1$ — $К_4$ — клистроны, стабилизированные по цезию (водороду); АС — анализаторы спектра; СЭ1, 2 — стабилизирующей ячейки на CH_4 и OsO_4 соответственно ФАП; АПЧ — системы автоподстройки; f_0 — f_6 — частоты.

Связь Э. времени и частоты с Э. метра осуществляется посредством транспортируемого лазера и при помощи радиооптич. частотного моста (РОЧМ) (рис. 2). На вход РОЧМ подаётся эталонная частота 5 МГц от генератора, синхронизированного и стабилизированного по водородным хранителям и цезиевым реперам. Гармоники этой частоты стабилизируют и частоты вспомогат. клистронов $K_1 - K_4$. Подавая на смесительно-умножительные диоды разл. комбинации частот (указанные на схеме) и используя системы фазовой стабилизации и автоподстройки частоты, добиваются достаточно точного совпадения с частотами стабилизированных лазеров. Остающуюся разность частот определяют с помощью анализаторов спектра и, т. о., измеряют значение частот этих лазеров с погрешностью до единиц кГц.

4. Эталон единицы силы электрического тока — ампера. Шкала силы электрич. токов — аддитивная шкала отношений. Определение ампера менялось дважды. По определению 1893, относящемуся к системе междунар. практич. электрич. единиц, междунар. ампер — неизменяющийся ток, к-рый, проходя через водный раствор азотнокислого серебра, при соблюдении спецификации выделяет 0,001118 0 г серебра в 1 с. Э. ампера — серебряные вольтаметры — создавались децентрализованно, по определению и воспроизведению ампер не был независимой единицей, т. к. определялся через грамм и секунду.

В 1948 при создании МКСА (см. *Система единиц*) вместо междунар. практич. электрич. единиц были введены абс. практич. электрич. единицы: при этом размер ампера и др. электрич. единиц изменился. Междунар. ампер, определённый в 1893, стал равен 0,99985 абс. ампера. Абс. практич. электрич. единицы вошли в СИ. Определение ампера в СИ — сила неизменяющегося тока, к-рый при прохождении по двум параллельным прямолинейным проводникам бесконечной длины и ничтожно малой площади кругового поперечного сечения, расположенным в вакууме на расстоянии 1 м друг от друга, вызывал бы на каждом участке проводника длиной 1 м силу взаимодействия, равную $2 \cdot 10^{-7}$ Н. Это определение связало ампер уже с тремя осн. единицами — метром, килограммом и секундой, оно не может быть воплощено в к.-л. техн. устройстве. Поэтому в большинстве стран в качестве Э. ампера использовались (и частично используются) установки, реализующие ампер путём измерения либо силы (ампер-весы разл. конструкций), либо момента сил, действующих на катушку с током, помещённую в магн. поле др. катушки. Модельные расчёты такого рода устройств содержат неопределённости в реализации междунар. определения. Отсутствие единой пригодной для реализации междунар. спецификации для этих устройств сделало необходимыми междунар. сличения и принятие для единицы ампера нек-рого ср. значения, т. е. введение централизованной СОЕИ. Т. к. эталонные меры силы тока отсутствуют, сличаются меры электрич. сопротивления, прокалиброванные на национальном Э. ампера — ампер-весах.

Разл. модификации ампер-весов конструктивно похожи. Все они выполняются из немагнитных материалов. К одной чашке весов подвешивается подвижная катушка, коаксиальная с неподвижной, большего диаметра. На другой чашке находится уравновешивающий груз. Обмотки катушек в простейшем случае соединены последовательно. Отличия сводятся к размерам катушек, числам витков, иногда к схеме подключения (со ср. точкой обмотки неподвижной катушки или без неё). При прохождении через них электрич. тока подвижная катушка втягивается в неподвижную или выталкивается из неё, и для восстановления равновесия нужно изменить массу уравновешивающего груза. Значение силы электрич. тока определяется выражением $I = \sqrt{mg \Big/ \frac{\partial M}{\partial x}}$, где m — масса уравновешивающего груза; g — ускорение силы тяжести; M — взаимоиндуктивность; x — взаимное смещение катушек.

В процессе исследования все величины правой части определяются возможно точнее. Поэтому можно рассчитать значение m, соответствующее, напр., силе электрич. тока в 1 А, а включив в цепь катушек эталонный резистор, можно откалибровать эталонные меры ЭДС.

Из приведённого описания ампер-весов следует, что если через катушки пропустить электрич. ток, сила к-рого определена с высокой степенью точности независимым методом, то можно рассчитать значение m, т. е. прокалибровать меру массы, не обращаясь к эталону килограмма. Такой путь создания эталона массы, связанного с ФФК и другими единицами, весьма привлекателен, однако пока не удалось достичь требуемой точности. Разрабатываются квантовые Э. ампера, основанные на измерении магн. индукции методом ЯМР.

В 1992 утверждён национальный Э. ампера России, размер к-рого определяется с использованием квантовых Э. вольта и ома (см. *Квантовая метрология*), основанных на *Джозефсона эффекте* и *квантовом Холла эффекте*. Он воспроизводит нек-рые интервалы шкалы силы постоянных токов. В результате погрешности Э. ампера снизились на два порядка.

5. Эталон единицы термодинамической температуры — кельвина. Шкала термодинамич. темп-ры — пропорциональная шкала отношений. До введения термодинамич. шкалы темп-р применялись интервальные температурные шкалы (Фаренгейта, Реомюра, Цельсия), реализуемые с помощью жидкостных термометров. Их недостаток — нелинейное отклонение шкалы от термодинамической, обусловленное свойствами рабочих веществ. По предложению лорда Кельвина в 1848 размер единицы термодинамич. темп-ры был определён как $^1/_{100}$ интервала темп-р между точками плавления льда и кипения воды. Эта единица позднее получила назв. «градус Кельвина» (°К). В 1954 X Генеральная конференция по мерам и весам (ГКМВ) определила единицу термодинамич. темп-ры — градус Кельвина как $^1/_{273,16}$ термодинамич. темп-ры тройной точки воды. С 1967 единица термодинамич. темп-ры наз. кельвин (К).

Воспроизведение шкалы термодинамич. темп-ры по междунар. соглашениям регламентировано спецификациями, называемыми междунар. практическими температурными шкалами (см. *Температурная шкала*). На практике применялись последовательно (по годам принятия, начиная с 1948) МПТШ-48, МПТШ-68, предварительная шкала ПТШ-76 на диапазон 0,5÷27 К, далее переходящая в МПТШ-68.

Шкала МТШ-90 распространяется на любые темп-ры выше 0,65 К, она приближена к термодинамической с отклонениями, не превышающими 1÷3 мК. В криогенной области она опирается на значения термодинамич. темп-р тройных точек водорода, неона, кислорода, аргона, ртути и основную — тройную точку воды. При темп-рах выше 273,16 К МТШ-90 опирается ещё на ряд реперных точек в диапазоне до 1358,15 К (1085 °С).

Государственные первичные Э. России воспроизводят МТШ-90 в двух поддиапазонах: 0,8—273,16 К и 273,16—2773 К. Осн. часть низкотемпературного Э. составляют две группы железо-родиевых и платиновых *термометров* сопротивления. Каждая из них содержит 2 платиновых и 2 железо-родиевых термометра, постоянно помещённых в блок сравнения — массивный цилиндр с четырьмя продольными каналами для термометров, что существенно повышает их долговрем. стабильность. Градуировочные зависимости термометров определены по результатам междунар. сличений результатов, полученных национальными термометрич. лабораториями России, Великобритании, США, Австралии и Нидерландов; т. о. осуществлён централизованный вариант СОЕИ. В набор контрольной аппаратуры, помимо устройств для точных измерений сопротивлений и давлений, входит комплект установок для реализации темп-р реперных точек, газовый интерполяц. термометр и криостат сравнения.

Контрольная аппаратура позволяет в случае крайней необходимости произвести полную градуировку термометров Э., т. е. возможен переход от централизованной к децентрализованной СОЕИ.

Погрешности Э. кельвина (СКО) составляют 0,3—1,0 мК, НСП — 0,4—1,5 мК, для любого значения темп-ры до 273,16 К, а при более высоких темп-рах — см. табл. 4.

Табл. 4.— **Погрешности эталона в реперных точках МТШ-90**

Реперная точка	Температура		Абсолютные погрешности, в К	
	К	°С	СКО	НСП
H_2O (тр)	273,16	0,01	$5\cdot10^{-5}$	$1\cdot10^{-4}$
Ga (пл)	302,9146	29,7646	$5\cdot10^{-5}$	$2\cdot10^{-4}$
In (з)	429,7485	156,5985	$1\cdot10^{-4}$	$2\cdot10^{-4}$
Sn (з)	505,078	231,928	$2\cdot10^{-4}$	$2\cdot10^{-4}$
Zn (з)	692,77	419,62	$2\cdot10^{-4}$	$2\cdot10^{-4}$
Al (з)	933,473	660,323	$5\cdot10^{-3}$	$3\cdot10^{-3}$
Ag (з)	1234,93	961,78	$7\cdot10^{-3}$	$5\cdot10^{-3}$
Au (з)	1337,33	1064,18	$7\cdot10^{-3}$	$5\cdot10^{-3}$
Cu (з)	1355,77	1084,62	$1\cdot10^{-2}$	$5\cdot10^{-3}$

Примеч.: (тр) — тройная точка; (пл) — точка плавления; (з) — точка затвердевания.

В промежуточных температурных точках погрешности могут быть несколько бо́льшими.

6. Эталон единицы силы света — канделы. Шкала силы света — аддитивная шкала отношений (см. *Фотометрия*). Определения канделы и соответствующие Э. менялись. Первоначальные Э. единицы силы света (свечи) представляли собой свечи, приготовленные из определ. материалов, затем лампы с жидким горючим с лучшими по сравнению со свечами метрологич. характеристиками. Междунар. фотометрич. комиссией и Междунар. комиссией по освещению (МКО) создан (1921) междунар. Э. силы света — междунар. свеча — группа постоянно возобновлявшихся электрич. ламп накаливания с угольной нитью.

В 1937 были созданы эталонные источники света, удовлетворяющие требованиям междунар. спецификации, в виде полных излучателей (моделей *абсолютно чёрного тела*) с приписанной яркостью 60 кд/см^2 при темп-ре затвердевания платины. Т. о., был вновь осуществлён переход к децентрализованному воспроизведению свечи (название в СИ — кандела) на более высоком уровне точности. При этом определении канделы связь световых и энергетич. величин оставалась неоднозначной, по мере совершенствования техники измерений и междунар. сличений неоднозначность связи проявлялась всё заметнее. В 1979 на XVI ГКМВ принято новое определение канделы: сила света в заданном направлении источника, испускающего монохроматич. излучение частотой $540\cdot10^{12}$ Гц, энергетическая сила света к-рого в этом направлении составляет $^1/_{683}$ Вт·ср$^{-1}$. Так была установлена однозначная связь световых и энергетич. величин, а макс. световая эффективность $K_m = 683$ лм/Вт фактически возведена в ранг точных (не имеющих погрешности) метрологич. констант.

Государственный Э. России представляет собой первичный фотометр, созданный на основе неселективного радиометра, *спектральная чувствительность* к-рого скорригирована спец. жидкостным фильтром под ф-цию $V(\lambda)$ — эмпирич. ф-цию относит. *спектральной световой эффективности* монохроматич. излучения с длиной волны λ. Коэф. преобразования радиометра без фильтра определяется путём измерений в вакууме интегрального по спектру потока излучения высокотемпературной модели абсолютно чёрного тела (модели чёрного тела — МЧТ) — двух коаксиальных трубок из карбида ниобия, нагреваемых в вакууме постоянным электрич. током до темп-ры 3000 К. В состав Э. входят также системы определения спектрального распределения излучения по темп-ре МЧТ, определения спектрального коэф. пропускания светофильтров, регистрации и обработки измерит. информации и передачи размера единицы. Первичный Э. воспроизводит единицу силы света в диапазоне 30÷110 кд с СКО $\leqslant 0{,}1\cdot10^{-2}$ и НСП $\leqslant 0{,}25\cdot10^{-2}$.

Последовательно осуществляют два режима МЧТ при темп-рах T_1 и T_2 $(T_2 > T_1)$ и неселективным радиометром измеряют отношение z интегральных по спектру излучения МЧТ энергетич. яркостей L_1 и L_2, а также (с использованием монохроматора) отношение x спектральных плотностей энергетич. яркостей $L_{1,\lambda}$ и $L_{2,\lambda}$ на длине волны λ, при к-рой достаточна точность *Вина закона излучения*. В соответствии с этим законом и с учётом *Стефана — Больцмана закона излучения* получаются соотношения

$$z=\frac{L_2}{L_1}=\frac{T_2^4}{T_1^4},\quad x=\frac{L_{2,\lambda}}{L_{1,\lambda}}=\exp\frac{c_2}{\lambda}\left(\frac{1}{T_1}-\frac{1}{T_2}\right).$$

Здесь $c_2 = hc/k$ — т. н. вторая постоянная излучения в *Планка законе излучения*. Преобразование этих соотношений даёт ф-лы для искомых значений темп-р:

$$T_1=\frac{c_2(z^{1/4}-1)}{\lambda z^{1/4}\ln x}\quad\text{и}\quad T_2=\frac{c_2(z^{1/4}-1)}{\lambda\ln x}.$$

7. Эталон единицы плоского угла — радиана. Шкала плоских углов — ограниченная абсолютная. Государственный Э. России воспроизводит значения углов не в радианах, а в градусах, 1 рад = 57,29579° (угловые градус, минута и секунда относятся к единицам, используемым наравне с единицами СИ). Погрешность Э. не превышает 0,02″ или $5\cdot10^{-6}$ рад. Основа Э. — 36-гранная кварцевая призма. В его состав входит также угломерная автоколлимац. установка, состоящая из фотоэлектрич. автоколлиматоров с электронным цифровым отсчётным устройством для установки и поворота 36-гранной призмы.

Осн. причины принятия при построении Э. градусной, а не радианной меры следующие: технологически легче изготовить и метрологически аттестовать призму, имеющую па́ры взаимно параллельных граней, чем клин, с углом при вершине в 1 рад; средства измерений, проградуированные в радианах, не выпускаются, т. к. наиб. употребительные в технике и быту углы (90°, 60°, 45°, 30°) не выражаются целочисленно в радианной мере; поскольку на сегодня мы располагаем сколь угодно точным значением π, пересчёт градусной меры в радианную не даёт дополнит. погрешности, даже на эталонном уровне.

Э. телесного угла — *стерадиана* — не существует, нет и средств измерений для телесных углов. Телесные углы определяют путём измерения плоских углов; при телесном угле в 1 ср плоский угол при вершине конуса составляет 65°32′. Значение телесных углов Ω с осевой симметрией определяется по ф-ле

$$\Omega=2\pi\left(1-\cos\frac{\alpha}{2}\right),$$

где α — плоский угол при вершине конуса в градусах.

В настоящее время (1996) радиан и стерадиан отнесены к безразмерным производным единицам СИ.

Эталонная база России. В государственных научных метрологич. центрах Госстандарта России имеется (по данным Государственного реестра) более 230 государственных Э. и средств измерений высшей точности, централизованно воспроизводящих и хранящих исходные для страны шкалы и размеры единиц измерений, наиб. широко используемых в народном хозяйстве (табл. 5).

Табл. 5.

Вид измерений	Величины и свойства, шкалы или единицы измерения которых воспроизводятся эталонами
1	2
Измерения геометрических величин	Длина, плоский угол; параметры шероховатости поверхности; отклонения от прямолинейности и плоскостности; параметры отклонения формы и расположения поверхностей вращения.

1	2
Измерения механических величин	Масса; числа твёрдости по шкалам Роквелла, Супер-Роквелла, Виккерса, Бринелля и Шора; сила; ускорение при ударном движении; смещение, скорость и ускорение при колебательном движении твёрдого тела; угловая скорость; постоянное угловое ускорение; скорости водного и воздушного потоков; крутящий момент силы
Измерения параметров потока, расхода, уровня объёма веществ	Объёмный расход газа и жидкости; массовый расход газа и жидкости; объёмный расход нефтепродуктов и воды
Измерения давлений, вакуумные измерения	Давление абсолютное и избыточное; разность давлений; переменное (импульсное и гармоническое) давление на фоне постоянного
Измерения физико-химического состава и свойств веществ	Плотность и кинематическая вязкость жидкости; объёмное влагосодержание нефтепродуктов; относительная влажность газов; молярная доля компонентов в газах; водородный и ионометрический показатели: окислительно-восстановительный потенциал; удельная электрическая проводимость электролитов
Теплофизические и температурные измерения	Количество теплоты; количество теплоты растворения и реакций; температурный коэффициент линейного расширения твёрдых тел; теплопроводность; удельная теплоёмкость; температура
Измерения времени и частоты	Интервалы времени, текущее время, частота
Измерения электрических и магнитных величин, радиотехнические и радиоэлектронные измерения	Сила электрического тока (постоянного и гармонического); ЭДС, электрическое гармоническое напряжение; электрические сопротивление, ёмкость, индуктивность; магнитные индукция, поток и момент; мощность гармонических электромагнитных колебаний; спектральная плотность мощности шумового радиоизлучения; относительная магнитная и диэлектрическая проницаемости; бикомплексная проницаемость; дифференциальная резонансная парамагнитная восприимчивость; напряжённость электрического и магнитного полей (постоянных, гармонических и импульсных); угол фазового сдвига электрического напряжения; угол потерь; добротность
Измерения акустических величин	Звуковое давление в воздушной и водной средах
Оптические и оптико-физические измерения	Сила света; энергетическая яркость; сила излучения; энергетическая освещённость; спектральная плотность энергетической яркости, силы излучения и энергетической освещённости; поток излучения (постоянный и импульсный); средняя мощность лазерного излучения; мощность и энергия импульсного лазерного излучения; координаты цвета и цветности; длина волны; угол вращения плоскости поляризации света; показатель преломления; оптическая плотность материалов
Измерения характеристик ионизирующих излучений	Активность радионуклидов, бета-излучающих нуклидов в газах и радиоактивных аэрозолях; экспозиционная доза рентгеновского и гамма-излучений, импульсного рентгеновского излучения; поглощённая доза бета-излучения и рентгеновского излучения; мощность экспозиционной дозы рентгеновского и гамма-излучений, импульсного рентгеновского излучения; мощность поглощённой дозы бета-излучения, фотонного и нейтронного излучений; мощность эквивалентной дозы нейтронного излучения; поток энергии рентгеновского излучения, импульсного рентгеновского излучения, тормозного излучения фотонов, электронов; плотность потока энергии импульсного рентгеновского излучения; флюенс нейтронов; поток нейтронов и электронов; плотность потока нейтронов

Лит.: Камке Д., Кремер К., Физические основы единиц измерения, пер. с нем., М., 1980; Актуальные проблемы метрологии в радиоэлектронике, под ред. В. К. Коробова, М., 1985; Самойлов Л. Н., О метрологическом обеспечении измерений редуцированных величин, в сб.: Метрологическое обеспечение световых измерений, М., 1986; Брянский Л. Н., Дойников А. С., Краткий справочник метролога, М., 1991; Брянский Л. Н., Дойников А. С., Крупин Б. Н., Шкалы измерений, «Законодательная и прикладная метрология», 1993, № 3.

Л. Н. Брянский, А. С. Дойников, Б. Н. Крупин.

ЭТАЛО́НЫ МАГНИ́ТНЫЕ. В СИ единицы измерения магн. величин — производные. В эталонной базе России им соответствуют государственные *эталоны* индуктивности (генри), магн. потока (вебер), магн. индукции (тесла), магн. момента ($А/м^2$), дифференциальной резонансной парамагн. восприимчивости — ДРПВ ($Тл^{-1}$), относительной нач. *магнитной проницаемости* — ОНМП (безразмерная величина), напряжённости магн. поля (А/м). ОНМП описывается абсолютной неограниченной шкалой, остальные величины — шкалами отношений (см. *Шкала измерений*).

В состав эталона индуктивности входят тороидальные катушки индуктивности и индуктивно-ёмкостный измерит. мост. Эталон магн. потока содержит катушку магн. потока типа Кемпбелла и установку для измерения приращений магн. потока. Эталоны магн. индукции в зависимости от диапазона воспроизводимых значений имеют разл. воплощение: малые значения (до 10^{-3} Тл) воспроизводятся с помощью эталонной катушки магн. индукции, эталон, воспроизводящий ср. (до 1,2 Тл) значения, содержит измеритель магн. индукции, построенный на использовании *ядерного магнитного резонанса* (ЯМР), и источник магн. поля — электромагнит с железным сердечником. Эталон на значения более 1,2 Тл содержит эталонный тесламетр и источники магн. поля — сверхпроводящие соленоиды. Измеряемое тесламетром значение магн. индукции пропорционально частоте ЯМР протона и постоянной тесламетра $C_p = 2\pi/\gamma_p$, где γ_p — *магнитомеханическое отношение* протона. Эталон магн. момента состоит из набора мер в виде катушек на кварцевых каркасах и компаратора магн. момента. Эталон ОНМП также представляет собой набор мер, но из магн. материалов (*магнетиков*), и компаратор, работающий на фиксированной частоте 100 МГц. Эталон ДРПВ — абс. и относит. ЭПР-спектрометры (см. *Электронный парамагнитный резонанс*) и комплект мер кол-ва парамаг. центров. Эталон напряжённости магн. поля по своей структуре отличается от всех выше перечисленных, поскольку определяет одну из компонентов эл.-магн. поля; он представляет собой группу рамочных излучателей (антенн) на диапазон 0,01—30 МГц, набор симметрирующе-согласующих элементов и индикаторных устройств.

Л. Н. Брянский.

Э́ТВЕШ (Э, E) — внесистемная единица градиента ускорения свободного падения, равная изменению этого ускорения на 10^{-3} $см/с^2$ на расстоянии в 10 км по нормали к поверхности Земли. Названа в честь Л. Этвеша (L. Eötvös). $1\ Э = 10^{-9}\ с^{-2}$.

ЭТТИНГСХА́УЗЕНА ЭФФЕ́КТ — возникновение поперечного градиента темп-ры $\nabla_\perp T$ в проводнике с током, помещённом в магн. поле $\boldsymbol{H}$. Открыт в 1886 А. Эттингсхаузеном (A. Ettingshausen). В изотропном образце

$$\nabla_\perp T = A_Э [\boldsymbol{Hj}],$$

где $\boldsymbol{j}$ — плотность электрич. тока; $A_Э$ — коэф. Эттингсхаузена.

Э. э. обусловлен разделением траекторий носителей заряда (переносящих ток $\boldsymbol{j}$) *Лоренца силой*. Сила, действующая на носители заряда в магн. поле, в среднем компенсируется электрич. полем Холла (см. *Холла эффект*). Полная компенсация имеет место лишь для носителей заряда, движущихся с нек-рой ср. скоростью; траектории более быстрых (горячих) носителей заряда отклоняются к одной стороне образца, более медленных (холодных) — к противоположной, что и приводит к возникновению градиента темп-ры поперёк образца. Знак Э. э. не зависит от знака носителей.

В *вырожденных полупроводниках* ток переносят носители с энергиями, лежащими в слое шириной $\sim kT$ вблизи энер-

гии Ферми $\mathscr{E}_F$. Коэф. $A_Э$ при этом порядка $kT/\mathscr{E}_F$, т. е. мал. При смешанной проводимости возникает биполярный вклад в Э. э., связанный с совместным движением электронов и дырок, и $A_Э$ сильно возрастает ($\sim \mathscr{E}_g/kT$, где $\mathscr{E}_g$ — ширина запрещённой зоны). В случае низких темп-р коэф. $A_Э$ содержит вклад, связанный с эффектом *увлечения электронов фононами*, а в квантующих магн. полях он должен испытывать *квантовые осцилляции*.

Э. э. применяется в термоэлементах, основанных на эффекте Пельтье и используемых для термоэлектрич. охлаждения: приложение сильного магн. поля к термоэлементу из полупроводника с собств. проводимостью (напр., сплава Bi—Sb) обеспечивает высокую эффективность охлаждения за счёт большой величины $A_Э$.

Лит. см. при статьях *Термогальваномагнитные явления, Нернста—Эттингсхаузена эффект.* *А. Э. Мейерович.*

ЭФИ́Р (греч. aithḗr) м и р о в о й — световой эфир, гипотетическая всепроникающая среда, к-рой наука прошлых столетий приписывала роль переносчика света и вообще эл.-магн. взаимодействий.

Первоначально Э. понимали как механич. среду, подобную упругому телу. Соответственно распространение световых волн уподоблялось распространению звука в упругой среде, а напряжённости электрич. и магн. полей отождествлялись с механич. натяжениями. Гипотеза механич. Э. встретилась с большими трудностями. Так, поперечность световых волн требовала от Э. свойств абсолютно твёрдого тела, но в то же время полностью отсутствовало сопротивление Э. движению небесных тел. Трудности механич. интерпретации Э. привели в кон. 19 в. к отказу от создания его механич. моделей. Нерешённым оставался лишь вопрос об участии Э. в движении тел. Возникшие при этом трудности и противоречия были преодолены в созданной А. Эйнштейном спец. теории относительности, к-рая полностью сняла проблему Э., упразднив его (см. *Относительности теория*, *Электродинамика движущихся сред*).

С совр. точки зрения *вакуум* (вакуумное состояние) обладает нек-рыми свойствами обычной материальной среды. Однако его не следует путать с Э., от к-рого он принципиально отличается уже потому, что эл.-магн. поле является самостоятельным физ. объектом, не нуждающимся в спец. носителе.

Лит.: Б о р н М., Эйнштейновская теория относительности, пер. с англ., 2 изд., М., 1972.

ЭФФЕ́КТ КАЗИМИ́РА — совокупность физ. явлений, обусловленных специфической *поляризацией вакуума* квантованных полей вследствие изменения спектра *нулевых колебаний* в областях с границами и в пространствах с нетривиальной топологией. Предсказан Х. Казимиром в 1948 [1] на примере появления силы притяжения между двумя плоскопараллельными, нейтральными, идеально проводящими пластинами, помещёнными в вакууме на расстоянии a друг от друга. В результате обращения в нуль на пластинах тангенциальной составляющей электрич. поля нулевых колебаний в вакууме между пластинами возникает поляризац. энергия $\mathscr{E}$ и, как следствие, на единицу их площади действует сила

$$F = -\frac{\partial \mathscr{E}}{\partial a} = -\frac{\pi^2}{240}\frac{\hbar c}{a^4}. \qquad (1)$$

Для $a = 0{,}5$ мкм $F \approx 0{,}2 \cdot 10^{-5}$ Н/см^2, что было подтверждено экспериментально М. Спарнаем в 1958 [2]. Э. К. в областях с границами, обусловленный нулевыми колебаниями эл.-магн. поля, является предельным случаем ван-дер-ваальсовых сил (см. *Межатомное взаимодействие*, *Межмолекулярное взаимодействие*), когда расстояния между границами достаточно велики и становятся существенными эффекты запаздывания. Э. К. для квантованных полей с разным спином в областях с границами и в пространствах с нетривиальной топологией стал самостоятельной областью исследований и находит многочисл. приложения в физике элементарных частиц и космологии [3—5].

Квантовополевая теория Э. К. основана на изучении *вакуумных средних* тензора энергии-импульса T_{ik} рассматриваемого квантованного поля. В квантовой теории поля для неограниченного пространства Минковского с евклидовой топологией плотность энергии вакуума $|0_M\rangle$ полагают равной нулю, что сводится к изменению на $\hbar\omega/2$ начала отсчёта энергии каждой моды. Приписывание вакуумному состоянию нулевых значений *наблюдаемых* следует также из его инвариантности относительно группы Пуанкаре. При наличии граничных условий, связанных с конечностью объёма квантования или с его нетривиальной топологией (возникающей, напр., при отождествлении определ. точек), имеется бесконечный набор разл. вакуумных состояний $|0\rangle$ для разных объёмов или параметров топологич. склейки. Данные состояния переходят одно в другое при адиабатич. (без возбуждения квантов) изменении параметров системы (напр., значения a). Поэтому физически некорректно приписывать всем им наперёд заданное (нулевое) значение энергии, тем более что при наличии границ отсутствует пуанкаре-инвариантность. Основной характеристикой Э. К. является регуляризованный вакуумный тензор энергии-импульса:

$$\langle T_{ik}\rangle = \lim_{\alpha\to 0}\left[\langle 0|T_{ik}|0\rangle_\alpha - \langle 0_M|T_{ik}|0_M\rangle_\alpha\right],$$

где индекс α условно обозначает введение обрезающей ф-ции под знаком расходящихся интегралов и сумм, обращающейся в единицу при $\alpha\to 0$. Независимость получаемых результатов от вида обрезающей ф-ции доказывается с помощью быстросходящихся методов суммирования, напр. с помощью формулы Абеля — Плана:

$$\sum_{n=0}^{\infty} F(n) - \int_0^\infty F(t)\,dt = \frac{F(0)}{2} + i\int_0^\infty dt\,\frac{F(it)-F(-it)}{\exp 2\pi t - 1}. \qquad (2)$$

В конкретных задачах сумма в левой части (2) выражает ср. значение тензора энергии-импульса по вакууму $|0\rangle$, а интеграл — по $|0_M\rangle$. Для аналогичных целей используются методы регуляризации с помощью обобщённой функции ζ Римана и Z-функции Эпштейна. Целый ряд методов вычисления величины $\langle T_{ik}\rangle$ основан на ковариантном раздвижении аргументов в билинейной форме тензора энергии-импульса и анализе информации, содержащейся в *Грина функции* квантованного поля рассматриваемой конфигурации.

Применение перечисленных методов позволило вычислить вакуумную энергию $\mathscr{E}$ и соответствующую силу Казимира в целом ряде случаев. Так, для эл.-магн. поля при наличии проводящей сферы радиуса a (Т. Бойер, T. Boyer, 1968)

$$\mathscr{E} = 0{,}09235\frac{\hbar c}{2a}, \quad F = 0{,}09235\frac{\hbar c}{2a^2}.$$

В отличие от (1) для сферы $\mathscr{E} > 0$, что соответствует отталкиванию противоположных участков её поверхности. Для параллелепипеда знак $\mathscr{E}$ зависит от соотношения длин его рёбер, и при выполнении определ. условий $\mathscr{E}$ обращается в нуль (С. Г. Мамаев, Н. Н. Трунов, 1979). Проделаны также вычисления Э. К. для конфигурации двугранного угла, для спинорного поля между проводящими пластинами, для полей с самодействием, для объёмов, ограниченных движущимися стенками; разработаны методы учёта неидеальности границ (получены поправки на конечность проводимости материала стенок [5], на шероховатости разных типов [6] и т. д.). Большое число результатов по вычислению Э. К. относится к пространствам с нетривиальной топологией. Так, для закрытых изотропных *космологических моделей* с масштабным фактором a (в них пространство является 3-сферой с топологией S^3) казимировская плотность энергии безмассовых скалярного и спинорного полей даётся выражениями (Л. Форд, L. Ford, 1975)

$$\langle T_0^{(0)0}\rangle = \frac{\hbar c}{480\pi^2 a^4}, \quad \langle T_0^{(1/2)0}\rangle = \frac{17\hbar c}{960\pi^2 a^4}. \qquad (3)$$

В пространствах с кривизной вакуумные средние физических наблюдаемых, вообще говоря, отличаются от нуля независимо от их топологич. свойств. В соответствии с этим в рассматриваемом случае казимировские слагаемые (3) добавляются к поляризац. плотности энергии, зависящей от производных a по времени, и к нелокальным членам, описывающим плотность энергии частиц, рождённых из вакуума гравитац. полем. Э. К. рассчитан не только для обычных, но также для скрученных и автоморфных полей в пространствах с топологией сферы, цилиндра, тора, листа Мёбиуса, бутылки Клейна и др. [5].

Роль Э. К. в разл. областях физики связана как с уникальностью сил Казимира (они не зависят ни от масс, ни от зарядов, ни от иных констант связи), так и с тем, что данный эффект является по существу единственным макроскопич. проявлением структуры вакуума квантованных полей. В модели мешков *квантовой хромодинамики* конфайнмент кварков (см. *Удержание цвета*) в адроне обеспечивается нулевым значением тока через поверхность мешка. Данное граничное условие приводит к появлению казимировской энергии кварковых и глюонных полей, к-рая составляет $\approx 10\%$ массы адрона и должна учитываться при расчёте его свойств. В *Калуцы — Клейна теории* предполагается, что дополнит. (к трём известным) пространственные измерения образуют компактное многообразие с размером порядка планковской длины. При этом компактификация может быть достигнута в результате самосогласованного решения ур-ний Эйнштейна, в правой части к-рых учтён казимировский тензор энергии-импульса $\langle T_{ik} \rangle$ бозонных и фермионных полей. Подобный подход широко используется в квантовой гравитации и супергравитации [7]. В космологии аналогичным образом казимировская плотность энергии определяет несингулярную Вселенную инфляц. типа в классе пространственно плоских моделей с топологией 3-тора (Я. Б. Зельдович, А. А. Старобинский, 1984). Наконец силы Казимира между макротелами являются весьма чувствительными к наличию дополнительных (не электрических и не гравитационных) дальнодействующих сил, описываемых степенной зависимостью от расстояния либо потенциалом Юкавы. Такие силы возникают в результате обмена между атомами макротел лёгкими и безмассовыми элементарными частицами, предсказанными в рамках единых калибровочных теорий, *суперсимметрии* и супергравитации (арион, скалярный аксион, дилатон, антигравитон спина-I и др.). Измерения сил Казимира позволяют в ряде случаев получить наилучшие ограничения на константы таких сил и параметры ответственных за них гипотетических элементарных частиц [8].

Лит.: 1) Casimir H. B. G., On the attraction between two perfectly conducting plates, «Proc. Kon. Nederl. Akad. Wet.», 1948, v. 51, p. 793; 2) Sparnaay M. J., Measurement of attractive forces between flat plates, «Physica», 1958, v. 24, p. 751; 3) Plunien G., Müller B., Greiner W., The Casimir effect, «Phys. Repts», 1986, v. 134, p. 87; 4) Мостепаненко В. М., Трунов Н. Н., Эффект Казимира и его приложения, «УФН», 1988, т. 156, с. 385; 5) их же, Эффект Казимира и его приложения, М., 1990; 6) Bordag M., Klimchitskaya G. L., Mostepanenko V. M., The Casimir force between plates with small deviations from plane parallel geometry, «Int. J. Mod. Ohys.», 1995, v. 10A, p. 2661; 7) Buchbinder L. L., Odintsov S. D., Shapiro I. L., Effectiveaction in quantum gravity, IOP Publ., Bristol, 1992; 8) Mostepanenko V. M., Sokolov I. Y., Hypothetical long-range interactions and restrictions on their parameters from force measurements, «Phys. Rev. D», 1993, v. 47, p. 2882.

В. М. Мостепаненко.

ЭФФЕКТИ́ВНАЯ МА́ССА — величина, имеющая размерность массы и характеризующая динамич. свойства *квазичастиц*. Напр., движение *электрона проводимости* в кристалле под действием внеш. силы $\boldsymbol{F}$ и сил со стороны кристаллич. решётки в ряде случаев может быть описано как движение свободного электрона, на к-рый действует только сила $\boldsymbol{F}$ (закон Ньютона), но с Э. м. m, отличной от массы m_0 свободного электрона. Это отличие отражает взаимодействие электрона проводимости с решёткой (см. *Твёрдое тело, Зонная теория, Квазиклассическое приближение*).

В простейшем случае изотропной зависимости энергии $\mathscr{E}$ электрона от его квазиимпульса $\boldsymbol{p}$ Э. м. — скалярная величина, определяемая соотношением

$$\frac{1}{m} = \frac{\partial^2 \mathscr{E}}{\partial p^2}. \qquad (1)$$

Если зависимость $\mathscr{E}(\boldsymbol{p})$ (*дисперсии закон*) анизотропна, то Э. м. представляет собой тензор. Компоненты тензора обратных Э. м.

$$\left(\frac{1}{m}\right)_{ik} = \frac{\partial^2 \mathscr{E}}{\partial p_i \partial p_k}. \qquad (2)$$

Это означает, что ускорение электрона в кристаллич. решётке в общем случае направлено не параллельно внеш. силе $\boldsymbol{F}$. Оно может быть направлено даже антипараллельно $\boldsymbol{F}$, что соответствует отрицат. значению Э. м. Для электронов с отрицат. Э. м. оказалось удобным ввести в рассмотрение положительно заряженные квазичастицы — дырки с положительной Э. м.

При изучении гальваномагнитных явлений пользуются т. н. циклотронной Э. м. электронов и дырок:

$$m_c^* = \frac{1}{2\pi} \frac{\partial S}{\partial \mathscr{E}}, \qquad (3)$$

где S — площадь сечения изоэнергетич. поверхности $\mathscr{E}(\boldsymbol{p}) = \text{const}$ плоскостью, перпендикулярной магн. полю H.

Наиб. важные методы определения Э. м. электронов проводимости и дырок в металлах и полупроводниках — *циклотронный резонанс*, измерение *электронной теплоёмкости* и др.

Из-за *электрон-фононного взаимодействия* Э. м. электронов, движущихся в поле ионов кристаллич. решётки, перенормируется, причём макс. перенормировку претерпевает Э. м. электронов на (и вблизи) *ферми-поверхности*; у электронов с энергией $\mathscr{E} - \mathscr{E}_F \gg \hbar\omega_D$ (ω_D — дебаевская частота) Э. м. практически не перенормируется. Благодаря этому в ф-лы, описывающие термодинамич. и кинетич. свойства металлов при низких темп-рах ($kT \ll \hbar\omega_D$), входит перенормированная Э. м., а в ф-лы, описывающие свойства металла при $kT \gg \hbar\omega_D$, а также оптич. свойства для частот $\omega \gg \omega_D$, — неперенормированная Э. м.

Понятие Э. м. обобщают для др. типов квазичастиц (*фононов, фотонов, экситонов* и др.). В теории *квантовой жидкости* для квазичастиц — *фермионов* с изотропным законом дисперсии Э. м. наз. отношение $m = p_0/v_0$, где p_0 и v_0 — абс. значения импульса и скорости квазичастиц при абс. нуле темп-ры, соответствующие *ферми-энергии*. Э. м. атома жидкого ^{3}He равна 3,08 m_0, где m_0 — масса свободного атома ^{3}He (см. *Гелий жидкий*).

Лит. см. при ст. *Квазичастица.* *М. И. Каганов.*

ЭФФЕКТИ́ВНАЯ ТЕМПЕРАТУ́РА звезды ($T_э$) — параметр, характеризующий *светимость* звезды, т. е. полное кол-во энергии, излучаемое звездой в единицу времени. Э. т. связана со светимостью L и радиусом звезды R соотношением $L = 4\pi R^2 \sigma T_э^4$, где $4\pi R^2$ — площадь поверхности звезды. Т. о., Э. т. равна темп-ре абсолютно чёрного тела, с единицы поверхности к-рого в единицу времени (в соответствии со *Стефана — Больцмана законом излучения*) излучается энергия $L/4\pi R^2$.

Для расчёта $T_э$ по приведённой ф-ле нужно знать значения L и R. Однако радиусы R найдены прямым путём (с помощью интерферометра или из наблюдений затменных *двойных звёзд*) лишь для немногих звёзд. Но даже для этих звёзд прямое определение Э. т. затруднено, т. к. для перехода от видимой *звёздной величины* к светимости необходимо знать не только расстояние до звезды, но и болометрическую поправку, характеризующую разницу между полным излучением звезды и её излучением в видимой области спектра. Значит. трудность представляет также учёт поглощения УФ- и ИК-излучений звезды атмосферой Земли. Поэтому светимость звезды обычно находят по видимой звёздной величине посредством введения болометрич. поправок, к-рые для горячих звёзд вычисляют теоретически, а для холодных оценивают эмпирически. Из-за

незнания радиусов звёзд очень большое значение имеет оценка Э. т. звезды по её спектру. Обычно пользуются связью между Э. т. и *спектральным классом*, к-рая устанавливается на основании теоретич. расчётов. В расчётах исходят из определ. потока излучения с единицы поверхности звезды (т. е. задают Э. т. звезды) и ускорения силы тяжести g, к-рое служит параметром. На основе данных о хим. составе звезды можно рассчитать структуру фотосферы, излучение в непрерывном спектре и в линиях поглощения. Сравнивая рассчитанные интенсивности непрерывного спектра и спектральных линий с данными наблюдений для звёзд разных спектральных классов и *светимости классов*, устанавливают соответствующие этим классам значения Э. т. и g (т. е. устанавливают шкалу Э. т.).

Определив по спектральному классу Э. т. звезды, можно по известной светимости вычислить её радиус. Именно таким способом обычно оценивают размеры звёзд.

Иногда понятие Э. т. применяют и для др. космич. объектов. *К. В. Бычков.*

ЭФФЕКТИ́ВНОЕ СЕЧЕ́НИЕ — см. *Сечение.*

ЭФФЕКТИ́ВНЫЙ ЗАРЯ́Д в квантовой теории поля — ф-ция, описывающая изменение *заряда* (константы взаимодействия), к-рое необходимо осуществить, чтобы скомпенсировать изменение величины ренормировочного параметра.

В процессе устранения *ультрафиолетовых расходимостей* в моделях квантовой теории поля неизбежно появление нового размерного (т. н. ренормировочного) параметра (см. *Ренормализационная группа*). Он не является физическим, т. к., согласно принципу ренормализационной инвариантности, изменение ренормировочного параметра $\mu \to \mu'$ не приводит к к.-л. изменениям физ. величин, если оно сопровождается вполне определённым преобразованием др. параметров (зарядов: $g_i \to g_i'$, масс: $m_j \to m_j'$ и др.). Явный вид такого преобразования в случае заряда g_i задаётся ф-цией G_i, называемой Э. з., в случае массы m_j — эфф. массой M_j и т. д. В простейшей ситуации одного заряда g и отсутствия зависимости от масс определение Э. з. таково:

$$g' = G(t, g), \quad t = \ln \mu'/\mu.$$

Ф-ция $G(t, g)$ в силу группового характера ренормализационных преобразований удовлетворяет ур-ниям

$$\frac{\partial}{\partial t} G(t, g) = \beta[G(t, g)], \; G(0, g) = g,$$

где $\beta(g)$ — ф-ция перенормировки заряда. Зная $\beta(g)$, можно однозначно восстановить $G(t, g)$.

Исторически понятие Э. з. пришло на смену возникшему ранее и идейно весьма близкому понятию *инвариантного заряда*. Роль, к-рую играют инвариантный и Э. з. в методе ренормгруппы, видна из соотношения $f(\ln p/\mu, g) = f[0, G(\ln p/\mu, g)]$, справедливого для физ. величин, зависящих от одного импульсного аргумента p. Видно, что эффективно параметром разложения для f является не заряд g, а ф-ция $G(\ln p/\mu, g)$ (отсюда и её назв. — Э. з.). В теориях с *асимптотической свободой*, где $G(\ln p/\mu, g)$ стремится к нулю с ростом импульса p, новый параметр разложения $G(\ln p/\mu, g)$ при больших импульсах становится малым, и мы получаем улучшенную теорию возмущений (по сравнению с исходной, основанной на разложении по параметру g, к-рый малым не является).

Лит.: Боголюбов Н. Н., Ширков Д. В., Введение в теорию квантованных полей, 4 изд., М., 1984; Коллинз Дж., Перенормировка, пер. с англ., М., 1988. *А. А. Владимиров.*

ЭФФЕКТИ́ВНЫЙ ПОТЕНЦИА́Л в квантовой теории поля — не зависящая от производных поля часть плотности *производящего функционала* для *вершинных частей*, описывающая поведение системы с учётом квантовых поправок. Рассмотрим действительное *скалярное поле* $\Phi(x)$ с лагранжианом

$$\mathscr{L}(x) = \frac{1}{2} \partial_\mu \Phi(x) \partial^\mu \Phi(x) - V_0[\Phi(x)],$$

$$V_0(\Phi) = \lambda \Phi^4 - m \Phi^2/2.$$

Величина $V_0(\Phi)$ наз. древесным Э. ф. (классическим) и имеет смысл плотности энергии *вакуума* в случае постоянного скалярного поля Ф. Можно определить Э. п. $V(\Phi)$ и с учётом квантовых поправок [1—3] как плотность энергии вакуума, для к-рого среднее значение квантованного оператора поля $\Phi(x)$ по вакуумному состоянию равно Ф. Нетривиальный минимум Э. п. $V(\Phi)$ соответствует спонтанному нарушению дискретной симметрии $\Phi(x) \to \Phi(-x)$ (см. *Спонтанное нарушение симметрии*). В рамках *возмущений теории* развиты методы регулярного вычисления Э. п.

Лит.: 1) Goldstone J., Salam A., Weinberg S., Broken symmetries, «Phys. Rev.», 1962, v. 127, p. 965; 2) Coleman S., Weinberg S., Radiative-corrections as origin of spontaneous symmetry breaking, «Phys. Rev.», 1973, v. D7, p. 1888; 3) Jackiw R., Functional evaluation of effective potential, «Phys. Rev.», 1974, v. D9, p. 1686. *Н. В. Красников.*

ЭФФУ́ЗИЯ (от лат. effusio — выливание) — медленное истечение газов через малые отверстия. Различают два случая Э. 1) Диаметр отверстия мал по сравнению со ср. длиной свободного пробега молекул (давление газа в сосуде очень мало). В этом случае имеет место молекулярное истечение, при к-ром столкновения между молекулами не играют роли. При этом общая масса газа, вытекающая за единицу времени через отверстие,

$$Q = (p_1 - p_2) S \sqrt{\mu/(2\pi RT)}, \qquad (*)$$

где S — площадь отверстия, μ — молекулярная масса газа, p_1 и p_2 — давления газа по обе стороны отверстия. На зависимости (*) основан эффузионный метод измерения очень малых давлений (~0,1—0,01 Па). 2) Когда давление газа настолько велико, что ср. длина свободного пробега молекул меньше диаметра отверстия, истечение газа происходит по законам *гидродинамики*: газ вытекает из отверстия в виде струи, объём его, проходящий в единицу времени, пропорционален $1/\sqrt{\rho}$, где ρ — плотность газа. По времени истечения газов через малые (диаметром ~0,10—0,01 мм) отверстия определяют плотность газа. Если же давление в сосуде значительно больше внеш. давления, то кол-во вытекающего газа пропорционально давлению в сосуде.

ЭХО ПЛА́ЗМЕННОЕ — самопроизвольный когерентный отклик плазмы на внеш. эл.-магн. воздействие, происходящий с пространств. или временны́м сдвигом относительно этого воздействия и обусло́вленный обращением процесса бесстолкновит. релаксации возбуждений за счёт нелинейности либо неоднородности плазмы.

Виды Э. п. и условия наблюдения. В зависимости от постановки эксперимента различают два осн. вида Э. п.: временно́е и пространственное. Пространств. Э. п. возникает, когда области эл.-магн. воздействия (источника) и когерентного отклика плазмы разнесены в пространстве, но действие источника и отклик плазмы происходят практически одновременно. Если источник и отклик плазмы пространственно совмещены, но отклик плазмы возникает с нек-рым запаздыванием во времени, то говорят о временно́м Э. п. Возможен и комбинированный вариант — пространств.-временно́е эхо, возникающее, напр., при воздействии на плазму двумя последовательными электрич. импульсами с помощью разнесённых в пространстве сеток.

Э. п. может наблюдаться в разл. условиях: в изотропной плазме, в плазме, находящейся во внеш. магн. поле, на модах непрерывного спектра возбуждений ленгмюровской турбулентности, на поверхностных колебаниях неоднородного переходного слоя холодной плазмы. Э. п. может возникнуть и в столкновительной плазме полупроводников, а также в сильно вырожденной электронной плазме, примером к-рой могут служить свободные носители заряда в металлах (см. *Плазма твёрдых тел*).

Э. п. приводит к ряду нелинейных явлений, напр. нелокальному нелинейному преобразованию эл.-магн. волн, просветлению закритических плазменных слоёв и т. д. Э. п. может быть использовано для диагностики плазмы;

в твердотельной плазме с помощью Э. п. изучают зонную структуру полупроводников и металлов, взаимодействие частиц с границей; в слаботурбулентной плазме исследуют турбулентные процессы. Линейное Э. п. в неоднородном магн. поле существенно увеличивает поглощение быстрой магнитозвуковой волны при *нагреве плазмы* в магн. ловушках на второй гармонике ионной гирочастоты. Э. п. может возникать и в космич. плазме.

Возникновение Э. п. обусловлено существованием непрерывного спектра колебаний плазмы (см. *Трансформация волн* в плазме) и отражает наличие «памяти» на микроскопич. уровне системы о внеш. воздействии. Обращение процесса бесстолкновительной релаксации возбуждений, выявляющее эту скрытую память, происходит благодаря фазовой фокусировке мод непрерывного спектра. Диссипативные факторы (столкновения заряж. частиц, диффузия ленгмюровских плазмонов и др.), разрушающие память системы, ограничивают возможности наблюдения Э. п. В реальных условиях для обнаружения пространств. Э. п. необходимо, чтобы эффективная *длина свободного пробега* частиц плазмы значительно превышала расстояние от источника до точки возникновения Э. п. В случае временно́го Э. п. время между столкновениями частиц должно быть значительно больше интервала между импульсами.

Э. п. может возникать на ленгмюровских, ионно-звуковых, циклотронных и др. волнах. В однородной плазме Э. п. является сугубо нелинейным эффектом, поскольку только нелинейность приводит к фазовой фокусировке мод непрерывного спектра, т. е. к обращению процесса бесстолкновительной релаксации возбуждений (в частности, обращению *Ландау затухания*). Фазовая фокусировка мод непрерывного спектра возможна и за счёт неоднородности, напр. неоднородности плотности плазмы либо неоднородности удерживающего плазму внеш. магн. поля. В этом случае возможно наблюдение линейного Э. п.

Механизмы возникновения эха в однородной плазме

Пространственное Э. п. в изотропной плазме. Возникновение пространственного нелинейного Э. п. можно рассмотреть на простом примере. Пусть в плазме находится сетка, на к-рую подаётся периодич. электрич. сигнал с частотой ω_1 и амплитудой электрич. поля E_1. На нек-ром расстоянии l от неё расположена 2-я сетка, на к-рую подаётся сигнал с частотой ω_2 и амплитудой E_2. Сетки возбуждают в плазме ленгмюровские волны (рис.), к-рые вследствие затухания Ландау поглощаются на расстояниях от источника, порядка обратного пространств. *декремента затухания* $l_{1,2} \sim 1/\varkappa(\omega_{1,2})$. Однако несмотря на затухание ленгмюровских волн, на расстоянии $z_э = \omega_2 l/\omega_3$ от 1-й сетки, существенно превышающем $l_{1,2}$, наблюдается самопроизвольно возникающий электрич. им-

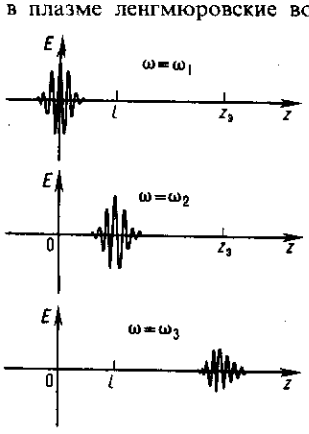


Схема возникновения пространственного плазменного эха второго порядка.

пульс на разностной частоте $\omega_3 = \omega_2 - \omega_1$ — эхо. Физ. механизм возникновения Э. п. связан с тем, что одновременно с ленгмюровскими волнами источник возбуждает в бесстолкновительной плазме незатухающие моды непрерывного спектра, соответствующие модулированным микропотокам частиц. Нелинейная интерференция этих мод и приводит к спонтанному возникновению макроскопич. электрич. поля. Механизм генерации Э. п. носит, по существу, кинематич. характер и наиб. кратко может быть описан в рамках т. н. баллистич. приближения в результате решения кинетич. уравнения свободного движения заряженных частиц $\partial f/\partial t + v\partial f/\partial z = 0$. Сетка 1 возбуждает в плазме моды непрерывного спектра вида

$$f_1 = E_1 g_1(v) \exp\left[-i\omega_1 (t - z/v)\right], \qquad (1)$$

где гладкая ф-ция $g_1(v)$ описывает распределение частиц по скоростям. 2-я сетка вносит в плазму новое возмущение типа (1) на частоте ω_2. Кроме того, она модулирует с частотой ω_2 моды непрерывного спектра (1), порождая тем самым во 2-м порядке по амплитудам источников нелинейное возмущение ф-ции распределения

$$f_{12} = E_1 E_2 g_{12}(v) \exp\left[i\omega_3 t + i\omega_1 z/v - i\omega_2 (z-l)/v\right], \qquad (2)$$

являющееся источником эхового сигнала. Для возникновения Э. п. необходимо, чтобы микропотоки частиц модулировались последовательно: сначала источником на частоте ω_1, а затем источником на более высокой частоте ω_2. В точке возникновения эха $z_э$ фаза ф-ции распределения (2) не зависит от скорости частиц v, т. е. микропотоки становятся когерентными. Это приводит при суммировании по скоростям микропотоков к появлению в окрестности точки $z_э$ макроскопич. плотности заряда и соответственно электрич. поля, осциллирующих на разностной частоте ω_3. Область локализации источника эхового сигнала, являющегося суперпозицией мод непрерывного спектра (2), имеет характерный размер $\Delta z_э \sim v_{T_e}/\omega_3$, где v_{T_e} — тепловая скорость электронов плазмы. На расстояниях $\Delta z \gg z_э$ от точки эха источник эхового сигнала быстро затухает за счёт фазового перемешивания мод непрерывного спектра. При максвелловском распределении частиц плазмы по скоростям затухание происходит по закону

$$\exp\left[(-3/4)(\omega_3 |z - z_э|/v_{T_e})^{2/3}\right]. \qquad (3)$$

В баллистич. приближении часто́ты $\omega_{1,2,3}$ значительно превосходят плазменную ω_{pe} (см. *Волны в плазме*), поэтому возбуждаемое источником эхового сигнала электрич. поле имеет максимум в точке эха $z_э$, а при удалении от неё убывает по закону (3). Однако если разностная частота ω_3 близка к плазменной ($\omega_3 - \omega_{pe} \ll \omega_{pe}$), Э. п. асимметрично по форме: слева от точки эха эл.-магн. поле затухает по экспоненте (3) на расстояниях порядка дебаевского радиуса $\lambda_{De} = v_{T_e}/\omega_{pe}$, а справа, за счёт дополнит. возбуждения медленно затухающей ленгмюровской волны,— на гораздо больших расстояниях — порядка обратного пространств. декремента затухания ленгмюровской волны $1/\varkappa(\omega_3)$. В случае близких частот источников разностная частота может попасть в диапазон ионно-звуковых частот собств. колебаний плазмы, тогда справа от точки эха возбуждается бегущая ионно-звуковая волна.

Кроме Э. п. 2-го порядка по амплитудам источников, возможны эффекты Э. п. высших порядков, напр. 3-го порядка на поперечных волнах в изотропной плазме. В ограниченной плазме появляются новые особенности Э. п., в частности возможно эхо от одного источника, эховые сигналы заданного порядка могут наблюдаться одновременно во множестве точек.

Временно́е Э. п. в изотропной плазме. В случае временно́го Э. п. 2-го порядка 1-й электрич. импульс $E_1 \delta(t) \exp(ik_1 z)$, периодический в пространстве, возбуждает ленгмюровскую волну и пакет мод непрерывного спектра ($\boldsymbol{k}_1$ — волновой вектор). После того как вызванное 1-м импульсом макроскопич. возмущение плазмы исчезает, 2-й импульс с амплитудой E_2 и со сдвигом по времени τ возбуждает др. ленгмюровскую волну и моды непрерывного спектра с волновым вектором $\boldsymbol{k}_2$, а также модулирует за счёт нелинейности оставшееся микровозмущение от 1-го импульса, порождая модулированные на длине волны $\lambda_3 = 2\pi/k_3$ (где $\boldsymbol{k}_3 = \boldsymbol{k}_2 - \boldsymbol{k}_1$) микропотоки частиц. Макроскопич. возмущение плазмы от 2-го импульса исчезает аналогично 1-му. Однако в момент времени $t = k_2\tau/k_3$ за счёт фазовой фокусировки мод непрерывного спектра микропотоки становятся когерентными, и в плазме возникают макроскопич. плотность заряда и электрич. поле. При максвелловском распределении частиц по скоростям ис-

точник эхового сигнала

$$E_1E_2\exp\left[-ik_3z-k_3^2v_{T_e}^2(t-t_3)^2/2\right] \qquad (4)$$

периодичен в пространстве и имеет гауссову форму во времени с характерной полушириной $\Delta t_3\sim 1/k_3v_{T_e}$. Для длин волн λ_3, существенно превышающих дебаевский радиус электронов, этот источник порождает всплеск электрич. поля вида (4) и медленно затухающую ленгмюровскую волну.

С увеличением амплитуд внеш. источников вследствие конкуренции двух эффектов — роста амплитуды источника эхового сигнала (2) и дефокусирующего влияния нелинейности — эховый сигнал вначале также возрастает, достигает насыщения, а затем убывает при дальнейшем увеличении амплитуд внеш. источников.

Влияние внешнего магнитного поля. При наложении на плазму внеш. магн. поля появляются дополнит. эффекты: 1) доминирующую роль в возникновении Э. п. может играть циклотронное поглощение волн; 2) Э. п. может возникать не только на разностной, но и на суммарной частотах внеш. источников; 3) амплитуда эхового сигнала может существенно зависеть от величины внеш. магн. поля; 4) неоднородность распределённых внеш. источников в направлении поперёк магн. поля может качественно изменить картину формирования эха.

Э. п. в слаботурбулентной бесстолкновительной плазме может возбуждаться на модах непрерывного спектра в отклике слабой турбулентности на внеш. воздействие. Возбуждение Э. п. в турбулентной плазме происходит в осн. аналогично изложенному выше. Напр., в случае пространств. Э. п. 2-го порядка первый источник, расположенный в точке $z=0$, возбуждает на частоте Ω_1 ионно-звуковую волну и порождает возмущение спектральной плотности плазмонов N_k^1 вида

$$N_k^1=g(k)\exp\left(-i\Omega_1t+i\Omega_1z/v_{gz}\right). \qquad (5)$$

Здесь v_{gz} — групповая скорость плазмонов. Вследствие резонансного затухания ионно-звуковых волн в газе плазмонов с декрементом γ_s и фазового перемешивания мод непрерывного спектра (5) вносимое первым источником макроскопич. возмущение исчезает на расстояниях порядка c_s/γ_s, где c_s — скорость звука. Второй источник, расположенный в точке $z=l\gg c_s/\gamma_s$, возбуждает в плазме на частоте Ω_2 ионно-звуковую волну и возмущение типа (5) и, кроме того, модулируя моды непрерывного спектра от первого источника, порождает на разностной частоте $\Omega_3=\Omega_2-\Omega_1$ нелинейное возмущение спектральной плотности плазмонов, являющееся источником эхового сигнала. В точке эха $z_3=\Omega_2l/\Omega_3$ моды непрерывного спектра становятся когерентными, поэтому суммирование по k приводит к возникновению в окрестности точки z_3 макроскопич. возмущения концентрации плазмы δn_3. Пространств. форма эхового сигнала несимметрична: слева от точки эха профиль амплитуды δn_3 описывается ф-цией $\exp(\xi)$, а справа — ф-цией $\xi\exp(-\xi)$, где $\xi=\gamma_3(z-z_3)/c_s$.

Диффузия плазмонов, разрушая фазовую память системы, приводит к экспоненц. ослаблению эхового сигнала.

Эхо плазменное в неоднородной плазме

Гидродинамическое Э. п. (специфический вид эха) возникает в холодной бесстолкновительной плазме с размытой границей, представляющей собой неоднородный узкий переходный слой, толщина к-рого l мала по сравнению с поперечной длиной волны $\lambda_\perp=2\pi/k_\perp$ поверхностных колебаний. Вследствие размытости границы плазмы поверхностные волны испытывают бесстолкновительное затухание, обусловленное перекачкой их энергии в продольные ленгмюровские колебания, декремент к-рого γ_s пропорционален толщине переходного слоя. В холодной бесстолкновительной плазме ленгмюровские колебания являются незатухающими. Поскольку в каждой плоскости $x=\mathrm{const}$ ленгмюровские колебания происходят со своей локальной частотой $\omega_{pe}(x)$, волновой вектор с течением времени возрастает, а макроскопич. возмущения, напр. поверхностный заряд переходного слоя, исчезают вследствие бесстолкновительного затухания поверхностных волн и фазового перемешивания ленгмюровских колебаний. В простейшем случае нелинейное гидродинамич. Э. п. возникает след. образом. Два коротких сторонних импульса вида $E_{ст}=E_{1,2}(t)\exp(ik_{1,2}y)$ воздействуют на плазму переходного слоя в моменты времени $t=0$ и $t=\tau$, порождая нелинейные возмущения с поперечными волновыми векторами $\boldsymbol{k}_\pm=\boldsymbol{k}_2\pm\boldsymbol{k}_1$. Фазовая фокусировка этих микроскопич. возмущений в момент времени $t=2\tau$ приводит к возбуждению эхового сигнала в виде макроскопич. поверхностного заряда переходного слоя. Для $t<2\tau$ амплитуда Э. п. нарастает пропорционально $\exp[\gamma_1(t-2\tau)]$, затем эховый сигнал затухает по закону $\exp[\gamma_s(k_\pm)(2\tau-t)]$.

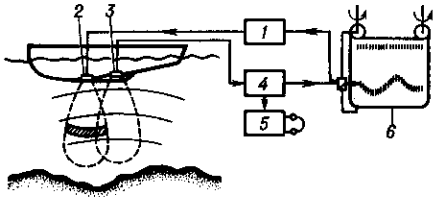
Аналогичным образом возникает Э. п. на локальном альвеновском резонансе в переходном слое магнитоактивной плазмы.

Линейное Э. п. в неоднородной плазме. Дополнит. качеств. эффекты возникновения Э. п. в неоднородной плазме связаны с изменением условий распространения волн и линейным механизмом фазовой фокусировки мод непрерывного спектра. В слабонеоднородной изотропной плазме (напр., благодаря фазовой фокусировке мод непрерывного спектра неоднородностью) возможно возникновение Э. п. на суммарной частоте внеш. источников во 2-м порядке по их амплитудам; возможно линейное Э. п. на ленгмюровских и необыкновенных волнах. При малых амплитудах наиб. практич. интерес представляет линейное Э. п., к-рое проявляется в виде нелокального отражения ленгмюровских волн в слабонеоднородной изотропной плазме, регенерации необыкновенной волны в плазме, находящейся в неоднородном внеш. магн. поле, нелокального прохождения поперечных эл.-магн. волн через непрозрачный слой изотропной слабонеоднородной плазмы, *баллистической трансформации волн*. В каждом из указанных случаев механизмы возникновения Э. п. несколько различаются. Напр., регенерация необыкновенной волны в плазме, находящейся в неоднородном магн. поле, обусловлена обращением фазового перемешивания модулированных микропотоков резонансных частиц при прохождении ими областей циклотронного резонанса. Механизм его возникновения состоит в следующем. Необыкновенная волна с частотой ω и волновым вектором $k_\parallel$ распространяется в бесстолкновительной плазме вдоль слабонеоднородного внеш. магн. поля, пространств. профиль напряжённости к-рого имеет вид горба. В результате циклотронного поглощения волна затухает на резонансных частицах с продольными скоростями $v_\parallel=\Omega/k_\parallel$ (где $\Omega=\omega-\omega_{B_e}$ и ω_{B_e} — гирочастота плазменных электронов), порождая при этом моды непрерывного спектра, к-рые проникают через непрозрачные для исходной волны слои плазмы на противоположную сторону горба. Поскольку частота Ω в пределах горба меняет свой знак, процесс фазового перемешивания может быть обращён. При одновремен. выполнении условий фазовой фокусировки и циклотронного резонанса волна на противоположной стороне горба регенерируется. Эффективность регенерации $T=\varkappa_\parallel^2|L_R/k_\parallel|$, где длина неоднородности L_R определяется условием $d(k_\parallel-\Omega/v_\parallel)/dz=k_\parallel/L_R$, а $\varkappa_\parallel$ — декремент циклотронного затухания необыкновенной волны.

Лит.: Кадомцев Б. Б., Затухание Ландау и эхо в плазме, «УФН», 1968, т. 95, с. 111; Водяницкий А. А., Ерохин Н. С., Моисеев С. С., О влиянии кинетических эффектов на распространение волн в неоднородной плазме, «ЖЭТФ», 1971, т. 61, с. 629; Алиев Ю. М., Ревенчук С. М., Гидродинамическая теория эха в сильнонеоднородной плазме, «ЖЭТФ», 1986, т. 90, с. 913; Павленко В. Н., Ситенко А. Г., Эховые явления в плазме и плазмоподобных средах, М., 1988. *Н. С. Ерохин, В. Л. Красовский.*

ЭХОЛОТ — навигационный прибор для определения глубины водоёмов с помощью акустич. эхо-сигналов. Действие Э. основано на измерении промежутка времени τ, прошедшего от момента посылки зондирующего звукового импульса до момента приёма отражённого от дна эхосигнала. Глубина водоёма $h=c\tau/2$, где c — скорость звука в воде. В качестве зондирующей посылки в Э. используются акустич. импульсы длительностью от долей до десятков

мс и с частотой заполнения от единиц до неск. десятков (иногда сотен) кГц. УЗ-импульс от генератора *1* (рис.) поступает на направленный излучатель (антенну) *2* и излучается в воду; отражённый сигнал принимается антенной *3*, усиливается усилителем *4* и подаётся в блок слухового контроля *5* и на индикатор или регистратор *6*. В качестве излучателя и приёмника используются гл. обр.



магнитострикц. или пьезокерамич. преобразователи, работающие на одной или неск. резонансных частотах. Нередко один и тот же преобразователь служит излучателем и приёмником. В качестве индикаторов глубин применяются проблесковые указатели с вращающейся неоновой лампой, вспыхивающей в момент приёма эхо-сигнала, стрелочные, цифровые, электронно-лучевые указатели, а также регистраторы-самописцы, записывающие измеряемые глубины на движущейся бумажной ленте электротермич. или хим. способом.

Большинство Э. имеют довольно широкую диаграмму направленности ($\sim 30°$), поэтому для подробной и более точной съёмки дна создаются УЗ-Э. с очень узкой шириной луча (ок. 1°) и стабилизацией положения излучателя и приёмника в пространстве.

Э. изготавливаются на разные интервалы глубин, в пределах от 0,1 до 12000 м, и работают при скоростях судна до 50 км/ч и более. Разрешающая способность по глубине определяется в осн. длительностью зондирующего импульса и в меньшей мере — шириной характеристики направленности. Погрешность Э. составляет от 1% до сотых долей %. Э. используют также для поиска косяков рыбы и для разнообразных гидроакустич. исследований.

Лит.: Федоров И. И., Эхолоты и другие гидроакустические средства, Л., 1960; Толмачев Д., Федоров И., Навигационные эхолоты, «Техника и вооружение», 1977, № 1.

ЭШЕЛЕ́ТТ (от франц. échelette — лесенка, лестница) — оптич. элемент, плоская отражат. фазовая *дифракционная решётка* с треугольной формой штрихов. Используется как диспергирующий элемент в дифракц. спектральных приборах для разложения оптич. излучения в спектр. Э. изготовляется нарезанием на плоской металлич. поверхности (с помощью спец. делительной машины с алмазным резцом) строго параллельных штрихов, необходимая треугольная форма к-рых (рис. 1) определяется формой режущей грани резца. Э. изготовляются также спец. методами, такими, как полимерные копии — *реплики* с нарезных Э., покрытые тонким слоем металла. Голографич. методы изготовления дифракц. решёток не позволяют изготовлять Э. со строго треугольной несимметричной формой штрихов, а лишь с приближённой к ней формой и лишь для УФ-, видимой и ближней ИК-областей.

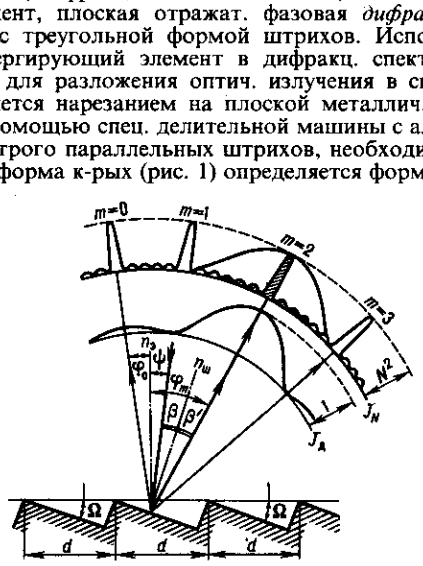


Рис. 1. Схематическое изображение функций J_N, $J_д$ и их произведения $J_д J_N = 1N^2$ (заштриховано); направления φ_m на центр дифракционного максимума функции $J_д$ совпадает с интерференционным максимумом функции J_N при $m=2$; $n_э$ — нормаль к плоскости эшелетта, $n_ш$ — нормаль к грани штриха.

Формулы для расчёта спектроскопич. характеристик Э., такие как осн. соотношение — т. н. формула дифракц. решётки $d(\sin\psi+\sin\varphi)=m\lambda$, выражения для угл. дисперсии $d\varphi/d\lambda$, разрешающей силы $R=\lambda/\delta\lambda$, области дисперсии $\Delta\lambda=\lambda_1/m$ (d — период решётки, ψ — угол падения, φ — угол дифракции, m — порядок спектра, $\delta\lambda$ — минимально разрешаемый спектральный интервал длин волн, λ_1 — коротковолновая граница спектра исследуемого излучения), такие же, как и для амплитудной (напр., щелевой) дифракц. решётки, т. к. они связаны с периодич. структурой решётки и не зависят от формы штриха. Осн. отличие и существ. практич. преимущество Э. перед амплитудной дифракц. решёткой состоит в том, что у Э. при определ. схеме установки один из образуемых им спектров ненулевого порядка ($m\neq 0$) может иметь наиб. интенсивность по сравнению с остальными спектрами др. порядков. В этот спектр ненулевого порядка Э. концентрирует бóльшую часть падающего на него потока энергии (до 80%), что позволяет создавать дифракц. спектральные приборы высокой светосилы.

Расчёт результирующего распределения интенсивности в плоскости дисперсии спектр. прибора с Э. (в плоскости, перпендикулярной штрихам Э.), проведённый на основе *Гюйгенса — Френеля принципа*, показывает, что оно пропорционально произведению двух ф-ций — интерференционной J_N и дифракционной $J_д$: $J_{рез}\infty J_N J_д$. Интерференц. ф-ция $J_N=(\sin N\theta/\sin\theta)^2$ — результат интерференции когерентных пучков, дифрагированных от всех N штрихов Э. [здесь $\theta=(\pi/\lambda)d(\sin\psi+\sin\varphi)$]. Она имеет вид эквидистантных резких максимумов разл. порядков m и одинаковой пиковой интенсивности, пропорциональной N^2 при $\theta=m\pi$, откуда следует: $d(\sin\psi+\sin\varphi)=m\lambda$. Дифракц. ф-ция $J_д=(\sin u/u)^2$ — результат дифракции на отд. штрихах Э.; здесь $u=(\pi/\lambda)d[(\sin\psi+\sin\varphi)-\mathrm{tg}\,\Omega(\cos\psi+\cos\varphi)]$. В отличие от J_N ф-ция $J_д$ зависит от формы штриха Э. — угла Ω «скоса» пологой грани несимметричного треугольного штриха (рис. 1). Макс. значение ф-ции $J_д=1$ при $u=0$; по обе стороны от максимума она относительно быстро уменьшается (как при дифракции на щели, см. *Дифракция света*).

Макс. значение произведения этих ф-ций $(J_N)_{max}(J_д)_{max}=N^2\cdot 1$, а следовательно, и макс. интенсивность спектра будет в том случае, если интерференц. максимум ф-ции J_N к.-л. порядка $m\neq 0$ совпадает с центром дифракц. максимума ф-ции $J_д$. Для этого необходимо, чтобы направление φ_{max} в ур-нии $d(\sin\psi+\sin\varphi_{max})=m\lambda$ совпало с направлением $\varphi_{дmax}$ на центр максимума ф-ции $J_д$. Ф-ция $J_д=(\sin u/u)^2$ при $u=0$ равна 1, тогда для выполнения указанного условия углы φ_{max} и ψ, входящие в ур-ние решётки, должны одновременно удовлетворять соотношению

$$\psi+\varphi_{max}=2\Omega. \qquad (1)$$

В случае Э. это возможно, т. к. положение максимумов ф-ции J_N (при заданных ψ и d) не зависит от формы штриха (угла Ω) и, изменяя величину Ω, можно совместить направление на центр ф-ции $J_д$ с любым максимумом ф-ции J_N порядка $m\neq 0$. В этом и состоит осн. преимущество Э. перед амплитудной решёткой, у к-рой максимум ф-ции $J_д$ совпадает с максимумом ф-ции J_N нулевого порядка ($m=0$), к-рый является ахроматическим, т. е. не образует спектра. На рис. 1 схематически изображены ф-ции J_N и $J_д$ и их произведение (штриховка). Здесь дифракц. максимум $J_д$ точно совпадает с интерференц. максимумом 2-го порядка.

Соотношение (1) имеет простой геом. смысл. Если на Э. падает луч (здесь и далее слово «луч» означает параллельный пучок), образующий угол с нормалью $n_э$ к плоскости

Э., то направление φ_m на центр ф-ции $J_д$ определяется по закону зеркального отражения от рабочей пологой грани штриха, т. е. углы β и β' (рис. 1), образованные падающим и дифрагированным φ_{max} лучами с нормалью $n_ш$ к грани штриха, равны: $\beta' = \beta$. Угол φ_{max}, удовлетворяющий условию (1), наз. углом «блеска» (blaze), а длину волны, для к-рой выполняются это условие и условие $d(\sin\psi + \sin\varphi_{max}) = m\lambda_{бл}$,— длиной волны «блеска» $\lambda_{бл}$. Область длин волн вблизи $\lambda_{бл}$ наз. областью высокой концентрации энергии в данном порядке спектра, здесь образуется спектр наиб. интенсивности. Однако выполнение условий «блеска» приводит к искажению интенсивности линий регистрируемого спектра. Если, напр., в исследуемом спектре имеется неск. спектральных линий одинаковой интенсивности, то в образовавшемся спектре только одна из них, совпадающая с $\lambda_{бл}$, будет иметь наиб. интенсивность (рис. 2), а интенсивность остальных линий $\lambda_1, \lambda_2, ..., \lambda_6$ меньше и определяется «огибающей» ф-цией $J_д$, что необходимо учитывать при обработке спектров.

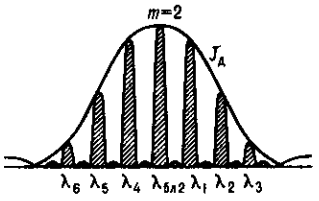


Рис. 2. Искажающее действие «огибающей» функции $J_д$ на интенсивность результирующих интерференционных максимумов функции J_N в области $\lambda_{бл2}$ спектра второго порядка.

Для оценки величины относит. искажений интенсивности регистрируемого спектра по сравнению с интенсивностью $\lambda_{бл}$ «огибающую» ф-цию $(\sin u/u)^2$ можно преобразовать (из требования $u=0$ и $\psi+\varphi=2\Omega$) к виду

$$(\sin u/u)^2 = \left[\sin\pi\left(m-\frac{\lambda_{бл}}{\lambda}\right)\Big/\pi\left(m-\frac{\lambda_{бл}}{\lambda}\right)\right]^2 = \rho(\lambda).$$

Для отражат. Э. это выражение обычно наз. относительным коэф. отражения Э. $\rho(\lambda)$ по отношению к величине $\rho(\lambda_{бл1})=1$, где $\lambda_{бл1}$ — длина волны «блеска» в 1-м порядке спектра $m=1$. На рис. 3 приведены рассчитанные на ЭВМ графики ф-ции $\rho(\lambda)$ в зависимости от отношения $\lambda/\lambda_{бл}$ для $m=1, 2, 3$. Область полуширины ф-ции $(\sin u/u)^2$ при $u=\pm\pi/2$, где $\rho(\lambda)=0{,}405$, наз. осн. областью концентрации излучения или областью энергетич. эффективности Э.: $(\Delta\lambda)_{эm} = \lambda_{блm}\,4m/(4m^2-1)$ (рис. 3). В пределах этой области длин волн величина $\rho(\lambda)$ изменяется в интервале $0{,}405 < \rho(\lambda) < 1$, т. е. почти в 2,5 раза. Величина $(\Delta\lambda)_{эm}$ зависит от порядка спектра m: максимальна в 1-м порядке $(\Delta\lambda)_{э1} = (4/3)\lambda_{бл1}$ и быстро уменьшается в спектрах 2-го, 3-го и далее порядков. Поэтому Э. наиб. часто используется в условиях образования спектров 1-го порядка. Энергетич. область $(\Delta\lambda)_{э1}$ 1-го порядка спектра больше обычно используемой области дисперсии $(\Delta\lambda)_д$, т. к. она свободна от переналожения спектров более высоких порядков $m=2, 3, ...$ Расчёт показывает, что при $m=1$ величина $\rho(\lambda)$ в пределах области дисперсии изменяется в интервале $0{,}68 < \rho(\lambda) < 1$, т. е. в $\sim$1,5 раза. Такие изменения $\rho(\lambda)$ возможны, если для данного исследуемого спектра $\Delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1$ параметры Э. (Ω, d) и схема его установки выбраны так, чтобы выполнялось условие «блеска». Если условие «блеска» не выполняется, интервал изменения $\rho(\lambda)$ может быть больше, а величины $\rho(\lambda)$ неодинаковы на краях спектра. Поэтому выбор параметров Э. для проведения исследований в конкретной области спектра является важным. Если область спектра известна $\Delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1$, то величина $\lambda_{бл}$ может быть определена из соотношения $\lambda_{бл} = 2\lambda_1\lambda_2/(\lambda_1+\lambda_2)$; в частности, для октавы [для к-рой $\lambda_2 = 2\lambda_1$ и к-рая при $m=1$ совпадает с областью дисперсии $(\Delta\lambda)_д$] $\lambda_{бл} = (4/3)\lambda_1$. При этом $\lambda_{бл} \neq (\lambda_1+\lambda_2)/2$. Напр., для октавы видимой области ($\lambda_1 = 370$ нм, $\lambda_2 = 740$ нм) $\lambda_{бл} = 493{,}3$ нм; для октавы ИК-области ($\Delta\lambda = 4$—8 мкм) $\lambda_{бл} = 5{,}33$ мкм.

Постоянная Э. d и соответственно $N_1 = 1/d$ шт/мм выбираются из условия $d > \lambda_2$ (λ_2 — длинноволновая граница октавы в мкм). Для видимой области спектра обычно используются Э. с $N_1 = 1200$ шт/мм ($d = 0{,}83$ мкм $= 1{,}12\,\lambda_2$) и $N_1 = 600$ шт/мм ($d = 1{,}66$ мкм $= 2{,}25\,\lambda_2$). Для ИК-области, где спектральный диапазон составляет неск. октав, используется Э. с N_1 от 300 до 4 шт/мм.

Зная d и $\lambda_{бл}$, можно из ур-ний $d(\sin\psi + \sin\varphi_m) = m\lambda_{бл}$ и $\psi + \varphi_m = 2\Omega$ при заданном значении угла падения ψ найти величину Ω. Напр., для октавы видимой области с Э. с $N_1 = 600$ шт/мм при $\psi = 10°$ и $m=1$ имеем $\Omega = 8{,}6°$. Для ИК-области 4—8 мкм $N_1 = 100$ шт/мм, $m=1$, $\psi = 10°$ имеем $\Omega = 15{,}5°$.

Если Э. имеет угол Ω, несколько отличающийся от расчётного при заданном угле падения ψ, то изменением угла ψ можно удовлетворить условию точного «блеска» при этом угле Ω.

При наиб. часто используемой автоколлимац. схеме установки Э. $\psi = \varphi = \Omega$ и $2d\sin\Omega = m\lambda_{бл}$ величина Ω определяется однозначно: для октавы в видимой области спектра $\lambda_{бл} = 0{,}493$ мкм, $N_1 = 600$ шт/мм, $m=1$, $\Omega = 8{,}5°$.

Расчёт области концентрации излучения и рабочей области спектра, создаваемого Э., упрощается, если излучение характеризовать не длиной волны λ, а волновым числом $\tilde{\nu} = 1/\lambda$ см$^{-1}$. При этом выражение для коэф. отражения Э. принимает вид

$$\rho(\tilde{\nu}) = (\sin u/u)^2 = \left[\sin\pi(m - \tilde{\nu}/\tilde{\nu}_{бл1})/\pi(m - \tilde{\nu}/\tilde{\nu}_{бл1})\right]^2.$$

В этом случае ф-ция $\rho(\tilde{\nu})$ оказывается симметричной относительно $\tilde{\nu}/\tilde{\nu}_{бл1}$ (рис. 4) и имеет одинаковый вид для всех порядков спектра, пересекающихся на уровне $\rho(\tilde{\nu}) = 0{,}405$. Величина энергетич. эффективности $(\Delta\tilde{\nu})_э$, выраженная в единицах $\tilde{\nu}$, не зависит от порядка спектра. При этом волновое число, соответствующее условию точного «блеска» $\tilde{\nu}_{бл}$, равно ср. арифметическому крайних волновых чисел исследуемого спектра: $\tilde{\nu}_{бл} = (\tilde{\nu}_1 + \tilde{\nu}_2)/2$; соответственно $\lambda_{бл} = 1/\tilde{\nu}_{бл}$. В пределах области дисперсии $(\Delta\tilde{\nu})_д = \tilde{\nu}_1 - \tilde{\nu}_2 = \tilde{\nu}_2/m$ коэф. отражения $\rho(\tilde{\nu})$ изменяется в пределах $0{,}68 < \rho(\tilde{\nu}) < 1$ для всех порядков спектра (рис. 4).

Практически все серийно изготовляемые нарезные дифракц. решётки и реплики с них являются Э. с разл. числом N_1 и Ω для разл. областей оптич. спектра — от крайней УФ-области ($\lambda = 1$ нм) до длинноволновой ИК-области ($\lambda = 1000$ мкм).

Для УФ-области используются Э. с $N_1 = 3600$, 2400, 1800 и 1200 шт/мм с углом Ω от 30′ до 5° для области 1—100 нм в схеме скользящего падения $\psi = 80$—$85°$ и с углом $\Omega = 5$—$20°$ для области 100—400 нм; для видимой области используются Э. с $N_1 = 1200$—600 шт/мм с $\Omega = 8$—$20°$; для разл. участков ИК-области — Э. с $N_1 = 300$, 200, 100, 50, 12, 6, 4 шт/мм с $\Omega = 5$—$20°$.



Рис. 3. График функции $(\sin u/u)^2 = \rho(x)$, $x = \lambda/\lambda_{бл1}$, в зависимости от отношения $\lambda/\lambda_{бл1}$; $(\Delta\lambda)_д$ — область дисперсии, $(\Delta\lambda)_э$ — область энергетической эффективности, $(\Delta\lambda)_д$ и $(\Delta\lambda)_э$ уменьшаются с увеличением m.

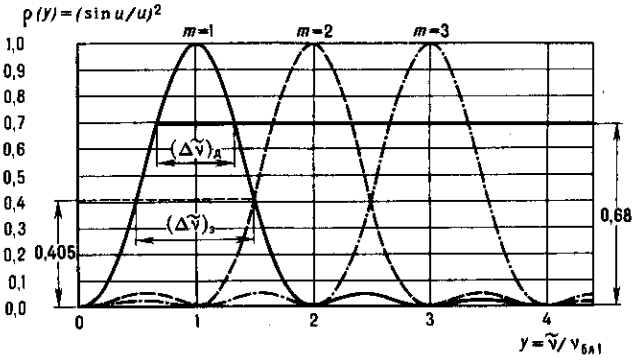
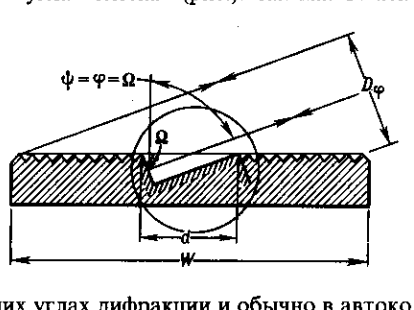


Рис. 4. График коэффициента отражения $\rho(y)=(\sin u/u)^2$, $y=\tilde{\nu}/\tilde{\nu}_{бл1}$; $(\Delta\tilde{\nu})_д$ — область дисперсии и $(\Delta\tilde{\nu})_э$ — область энергетической эффективности, не зависящие от m.

Нарезные металлич. Э. и полимерные металлизир. реплики с них обладают поляризующим действием, т. к. коэф. отражения $\rho(\lambda)$ оказывается разным для составляющих электрич. вектора падающего излучения, направленных вдоль штрихов и перпендикулярно к ним. Поляризующее действие зависит от длины волны и соотношения d/λ, что необходимо учитывать при исследовании спектров поляризованного излучения.

Лит.: Stamm R. F., Whalen J., Energy distribution of diffraction gratings as function of groove form, «JOSA», 1946, v. 36, p. 2; Герасимов Ф. М., Современные дифракционные решетки, «Оптико-механическая промышленность», 1965, № 11, с. 33; Тарасов К. И., Спектральные приборы, 2 изд., Л., 1977; Пейсахсон И. В., Оптика спектральных приборов, 2 изд., Л., 1975; Малышев В. И., Введение в экспериментальную спектроскопию, М., 1979; Нагибина И. М., Интерференция и дифракция света, Л., 1985; Rowland H., Gratings in theory and practice, «Phil. Mag. J. Sci.», 1893, v. 35, p. 397. *В. И. Малышев.*

ЭШЕЛЛЕ́ (эшель) (франц. échelle — лестница) — спец. плоская отражательная дифракц. решётка с несимметричным треугольным профилем штриха, аналогичная *эшелетту*, но используемая при больших углах дифракции и высоких порядках спектра. Наиб. концентрация падающего на Э. излучения в спектр высокого порядка достигается за счёт увеличения угла «скоса» рабочей (более короткой) грани штриха Ω — угла «блеска» (рис.). Так как Э. используется



при больших углах дифракции и обычно в автоколлимационной или близкой к ней схеме ($\psi=\varphi=\Omega$), он обладает большой угл. дисперсией $d\varphi/d\lambda=2\mathrm{tg}\,\Omega/\lambda_{бл}$ и разрешающей силой $R=\lambda/d\lambda=2W\sin\Omega/\lambda_{бл}$ (W — ширина нарезной части Э.). Угол «блеска» Э. Ω лежит в пределах 30—70°, а постоянная Э. $d\gg\lambda$ и заключена в пределах 0,1—0,01 мм ($N_1=1/d=10$—100 шт/мм); используется Э. в спектрах высокого порядка ($m=30$—300). Распределение интенсивности в спектре Э., так же, как в спектре эшелетта, определяется произведением двух ф-ций: интерференционной J_N и дифракционной $J_д$, но при высоких порядках спектра энергетич. область $(\Delta\lambda_э)$ близка к области дисперсии $(\Delta\lambda_д)$ и очень мала. По спектроскопич. параметрам Э. является промежуточным между эшелеттом ($m=1-2$, $d\gtrsim\lambda$) и *Майкельсона эшелоном* ($m=10^4$, $d\gg\lambda$). Вследствие большой величины Ω и соответственно φ и относительно большой величины d область дисперсии Э. $(\Delta\lambda)_д=\lambda^2_{бл}/2d\sin\Omega$ мала (1,5—15 нм), и поэтому спектральные приборы с Э. используются гл. обр. для исследования спектров излучения небольшой ширины (напр., излучения лазеров) или с предварит. монохроматизацией с помощью узкополосных светофильтров. Кроме того, Э. применяются в спектральных приборах скрещенной дисперсии, в к-рых кроме Э. устанавливается призма с определ. преломляющим углом, направление дисперсии к-рой перпендикулярно направлению дисперсии Э. Призма пространственно разделяет спектры разл. порядков, образуемые Э., в направлении, перпендикулярном дисперсии Э.

Технология изготовления Э. и эшелеттов практически одинакова — с помощью нарезания штрихов алмазным резцом на делительной машине. При этом предъявляются более высокие требования к качеству изготовления «крутой» зеркальной рабочей грани несимметричного треугольного профиля (чистота, плоскостность). Поскольку формы штрихов Э. и эшелетта практически одинаковы (различие лишь в величине d), то при установке эшелетта, напр., с углом «блеска» (углом скоса пологой грани) $\Omega=20°$ по автоколлимац. схеме установки Э. с углом «блеска» (углом скоса короткой грани) $\Omega'=70°$ угл. дисперсия должна увеличиться в 7,6 раза, а разрешающая способность — в 2,7 раза. Поскольку угол падения параллельного пучка на Э. велик ($\psi\simeq\Omega$), ширина Э. W, перпендикулярная штрихам, должна быть больше его высоты H: $H\approx\approx D_\varphi=W\cos\Omega$; и при $\Omega'=70°$, чтобы сечение параллельного пучка было близко к квадрату, ширина Э. должна быть равна 2,9 H.

Лит. см. при ст. *Эшелетт.* *В. И. Малышев.*

ЭШЕЛО́Н МАЙКЕЛЬСО́НА — см. *Майкельсона эшелон.*

ЮКА́ВЫ ПОТЕНЦИА́Л — потенциал вида $Cr^{-1}\exp(-\mu r)$, где r — расстояние между частицами, C и μ — постоянные; описывает взаимодействие двух частиц, к-рое возникает благодаря тому, что они обмениваются промежуточной (виртуальной) частицей с ненулевой массой покоя. Радиус действия Ю. п. r_0 определяется массой m промежуточной частицы: $r_0=1/\mu=\hbar/mc$. Ю. п. введён Х. Юкавой (H. Yukawa) в 1935, предположившим, что короткодействующий характер ядерных сил обусловлен обменом между нуклонами гипотетич. частицей массой 200—300 электронных масс. Основываясь на этом, он предсказал существование π-мезона. *С. С. Герштейн.*

ЮЛИНГА — УЛЕНБЕ́КА УРАВНЕ́НИЕ — ур-ние, представляющее собой обобщение кинетич. ур-ния Больцмана на случай квантовых газов. Предложено Дж. Ю. Уленбеком (G. E. Uhlenbeck) и Е. Юлингом (Улингом, E. A. Uehling) в 1933. Квантовая специфика Ю.—У. у. проявляется в том, что дифференц. эфф. сечение рассеяния учитывает не только прямое, но и обменное взаимодействия, вероятность же столкновений считается зависящей не только от произведения ф-ций распределения сталкивающихся частиц, но и от ф-ций распределения частиц после столкновения. См. ур-ние (3) в ст. *Кинетическое уравнение Больцмана.*

Лит.: Чепмен С., Каулинг Т., Математическая теория неоднородных газов, пер. с англ., М., 1960; Балеску Р., Равновесная и неравновесная статистическая механика, пер. с англ., т. 2, М., 1978. *А. Г. Башкиров.*

ЮНГА МО́ДУЛЬ — см. в ст. *Модули упругости.*

ЮНГА СХЕ́МЫ (диаграммы Юнга) — графич. способ описания неприводимых представлений симметрической груп-

пы $S(N)$, *перестановок группы N* объектов:

$$\{e_1, e_2, ..., e_N\} \xrightarrow{\sigma} \{e_{i_1}, e_{i_2}, ..., e_{i_N}\}.$$

Предложен А. Юнгом (A. Young) в 1900.

Т. к. всякую перестановку σ можно представить в виде произведения $\sigma=\sigma_N...\sigma_1$ N циклических перестановок σ_i (циклов), среди к-рых могут быть и тривиальные, то имеем разбиение

$$N=\sum_{i=1}^{N}\lambda_i, \qquad (1)$$

где λ_i — длина цикла σ_i, т. е. число затронутых им объектов. При этом считается, что $\lambda_N \geqslant \lambda_{N-1} \geqslant ... \geqslant \lambda_1$. Все подобные друг другу перестановки вида $\sigma_0\sigma\sigma_0^{-1}$, образующие класс сопряжённых элементов группы $S(N)$, имеют одинаковую структуру циклов. С др. стороны, число классов сопряжённых элементов совпадает с числом неэквивалентных неприводимых представлений конечной группы (теорема Бернсайда), поэтому каждое неприводимое представление $D^{[\lambda]}$ группы $S(N)$ задаётся разбиением (1) числа N на целые числа λ_i, т. е. набором чисел $[\lambda]=\{\lambda_N, ..., \lambda_1\}$. Ю. с. и задаёт такой набор, представляя собой N клеток, объединённых в последовательность строк из λ_N, λ_{N-1}, ..., λ_1 клеток, т. е. каждая строка в Ю. с. отвечает нек-рому циклу. Напр., для $N=7$ Ю. с. отвечает набору $[\lambda]=\{4, 2, 1\}$.

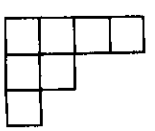


Рис. 1.

В *квантовой механике* Ю. с. используются при построении N-частичных волновых ф-ций ψ для системы N тождественных частиц. Если выделить N разл. одночастичных состояний, то k-тая частица описывается волновой ф-цией $\psi_{i_k}^{(k)}$, где $i_k=1, 2, ..., N$ — номер состояния. В приближении независимых частиц

$$\psi=\sum_{\sigma} C_{i_1...i_N}\psi_{i_1}^{(1)}...\psi_{i_N}^{(N)} \qquad (2)$$

и суммирование в (2) проводится по всем перестановкам σ возможных состояний $i_1, ..., i_N$. При этом коэффициенты $C_{i_1...i_N}$ обладают определ. свойствами симметрии, в зависимости от выбора представления $D^{[\lambda]}$, отвечающего состоянию ψ. Обычно принимаемое соглашение соответствует разбиению индексов $i_1, ..., i_N$ на группы из $\lambda_N, \lambda_{N-1}, ..., \lambda_1$ индексов, когда считается, что при перестановках индексов внутри каждой группы тензор $C_{i_1...i_N}$ симметричен, а при перестановках между группами — антисимметричен.

Для определения размерности $n_{[\lambda]}$ представления $D^{[\lambda]}$, т. е. числа независимых компонент тензора $C_{i_1...i_N}$, используется цепь вложений

$$S(N)\supset S(N-1)\supset ...\supset S(1).$$

Т. к. переход от $S(N)$ к $S(N-1)$ отвечает отбрасыванию одной клетки в Ю. с., то размерность $n_{[\lambda]}$ совпадает с числом вариантов отбрасывания клеток, приводящих к единств. клетке. Для перечисления этих вариантов удобно вписывать в клетки Ю. с. числа $1, 2, ..., N$, причём первой отбрасывается клетка с бóльшим номером. Полученная т. о. таблица Юнга, или стандартная диаграмма Юнга, отвечает одной из компонент тензора $C_{i_1...i_N}$, к-рую обычно обозначают с помощью символа Яманучи $r=\{r_1, r_2, ..., r_N\}$, где r_k — номер строки таблицы Юнга, в к-рой стоит число k. Поскольку k-тая клетка Ю. с. может быть отброшена только после того, как отброшены клетки, стоящие под ней и справа от неё, то удобно ввести угл. расстояние h_k, равное числу всех таких клеток, включая её саму. Тогда размерность $n_{[\lambda]}$ неприводимого представления $D^{[\lambda]}$, равная числу разл. символов Яманучи, определяется ф-лой «крюков» Робинсона:

$$n_{[\lambda]}=\prod_{k=1}^{N}(k/h_k),$$

а соответствующая Ю. с., в клетки к-рой вписаны угл. расстояния, наз. угловым графом Робинсона.

Если в системе N частиц выделить подсистемы из N_1 и N_2 частиц соответственно, где $N=N_1+N_2$, то такие состояния описываются произведениями волновых ф-ций $\psi(N_1)\psi(N_2)$, преобразующимися по прямому произведению соответствующих представлений

$$D^{[\lambda']}\otimes D^{[\lambda'']}=\bigoplus_{\lambda}(\lambda'\lambda''\lambda)D^{[\lambda]}, \qquad (3)$$

где $(\lambda'\lambda''\lambda)$ — кратность представления $D^{[\lambda]}$. Для нахождения правой части ряда Клебша — Гордана (3) применяется правило Литлвуда перемножения Ю. с. Согласно этому правилу, в строки Ю. с. $[\lambda']$ вписываются символы $a_1, a_2, ...; b_1, b_2, ...; c_1, c_2, ...; ...$ — каждая группа (a), (b), (c), ... в свою строку. Затем клетки схемы $[\lambda']$ в указанной последовательности поочерёдно присоединяются к клеткам схемы $[\lambda'']$ с соблюдением условий:

1) клетки одной группы [скажем, (a)] должны стоять в разных столбцах, причём a_{k+1} не выше a_k;

2) клетки b-группы должны стоять ниже клеток a-группы, клетки c-группы — ниже клеток b-группы и т. д. Напр., произведению Ю. с.

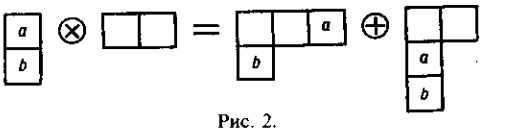


Рис. 2.

отвечает ряд Клебша — Гордана,

$$D^{[111]}\otimes D^{[2]}=D^{[31]}\oplus D^{[211]}.$$

Лит.: Хамермеш М., Теория групп и ее применение к физическим проблемам, пер. с англ., М., 1966; Джадд Б., Вайборн Б., Теория сложных атомных спектров, пер. с англ., М., 1973.

Ю. П. Рыбаков.

ЮПИ́ТЕР — крупнейшая планета Солнечной системы, пятая по порядку от Солнца. Расстояние Ю. от Солнца изменяется от 4,95 до 5,45 а. е. (740—814 млн. км), ср. расстояние 5,203 а. е. (778 млн. км). Расстояние между Ю. и Землёй колеблется от 588 до 967 млн. км (видимые угл. размеры Ю. при этом изменяются от 50 до 30″). Эксцентриситет орбиты 0,0484, наклон плоскости орбиты к эклиптике 1° 18′ 17″; экватор Ю. наклонён к плоскости его орбиты на 3° 5′, т. е. ось вращения Ю. почти перпендикулярна плоскости орбиты. Период обращения Ю. вокруг Солнца 11,862 года. Ср. скорость по орбите 13,06 км/с. Видимая звёздная величина Ю. в ср. противостоянии ок. $-2{,}3^m$ (уступает в блеске только Венере и Марсу во время великого противостояния). Значение приэкваториального радиуса $\approx$71 400 км до уровня верх. границы облачного слоя (давление атмосферы 100 кПа), сжатие $\approx$0,0647. Масса Ю. $1{,}899\cdot10^{27}$ кг (317,8 земной), уточнённое значение отношения массы Солнца к массе Ю. $1047{,}346\pm0{,}004$, ср. плотн. 1330 кг/м^3, ускорение свободного падения на экваторе за вычетом центробежного (равного 2,25 м/с^2) 23,5 м/с^2 (2,4 земного), первая космич. скорость на Ю. 43,6 км/с, вторая — 61,7 км/с. Газовая оболочка Ю. изменяет период обращения от зоны к зоне (т. н. дифференц. вращение). Период обращения тропич. зоны атмосферы 9 ч 50 мин 30 с, полярных зон на 5 мин 11 с медленнее. Определение периода вращения по модуляции декаметрового и дециметрового излучения, связанной с вращением силовых линий магн. поля Ю., даёт значение 9 ч 55 мин $29{,}7\text{ с}\pm0{,}07$ с.

На видимом диске Ю. хорошо видны параллельные экватору тёмные и светлые полосы, получившие назв. поясов и зон. Крупнейшие из них — тропические, их оттенок и ширина изменяются со временем. В умеренных юж. широтах плавает, медленно перемещаясь по долготе (примерно 3 оборота за 100 лет), Большое Красное Пятно (БКП) — овал с макс. поперечным размером 30—40 тыс. км. Солнечная постоянная на Ю. 50 Вт/м^2. Болометрич.

сферич. альбедо $0,42 \pm 0,07$. Ср. наблюдаемая эфф. темп-ра 124 К близка к темп-ре наружных облачных слоёв; она больше рассчитанной равновесной темп-ры, равной 105 К. Заметного различия по темп-ре между дневной и ночной сторонами не обнаружено.

По возмущениям орбит. амер. космич. аппаратов (КА) «Пионер-10» и «Пионер-11», пролетевших около Ю. в 1973 и 1974, была уточнена степень сжатия планеты и определены гармоники гравитац. потенциала (до шестой включительно). Эти данные свидетельствуют в пользу жидкостной модели Ю., находящегося в состоянии гидростатич. равновесия на всех уровнях. В марте и июле 1979 пролёты около Ю. осуществили КА «Вояджер-1» и «Вояджер-2», передавшие на Землю высококачеств. телевиз. изображения планеты, её кольца и нескольких спутников. Были также проведены исследования атмосферы, облачного слоя, параметров магн. поля, ионосферы и магнитосферной плазмы, дополнительно уточнены параметры гравитац. поля.

Ю. состоит в осн. из водорода и гелия. Для большинства моделей внутр. строения (см. в ст. *Планеты и спутники*) принимается, что отношение содержания водорода и гелия (по массе) на уровне, отвечающем давлению ~ 100 кПа и темп-ре 150—175 К, примерно соответствует солнечному — 3,4:1. Граница перехода от молекулярного водорода к металлическому лежит на глубине 0,75—0,8 радиуса Ю. Это соответствует давлению ≈ 300 ГПа. Согласно моделям, в центре планеты находится жидкое ядро из металлов и силикатов, окружённое ледяной оболочкой, состоящей из воды и, возможно, аммиака. Радиус центр. ядра составляет менее 0,1 радиуса Ю., масса — 3—4% массы всей планеты, темп-ра в центр. части ядра $\approx 25\,000$ К, давление ≈ 8000 ГПа. Совокупности имеющихся данных хорошо соответствует модель с примерно адиабатич. температурным градиентом в недрах планеты.

Измерения с КА подтвердили существование значит. теплового потока из недр Ю., хотя и несколько меньшего, чем по данным наземных наблюдений. Т. о., Ю. излучает в космос приблизительно в 2 раза больше энергии, чем получает от Солнца. С этим связано упомянутое превышение эфф. темп-ры над равновесной. Механизм генерации внутр. тепла до конца не ясен. Вероятными источниками могут быть: продолжающееся сжатие (~ 1 мм в год), сопровождаемое выделением гравитац. энергии; непрерывный переход молекулярного водорода в металлический; «осаждение» гелия из водородно-гелиевого раствора и дрейф гелия к центру планеты.

Об атмосфере Ю. можно говорить в известном смысле условно как о приблизительно 1000-километровом газовом слое, поскольку планета не обладает поверхностью, отделяющей твёрдую оболочку от газообразной. Давлению 100 кПа соответствует темп-ра (165 ± 5) К. В первом приближении высотный ход темп-ры можно охарактеризовать адиабатич. градиентом. Ниж. атмосфере свойственны интенсивные вертикальные движения и крупномасштабная циркуляция. Осн. составляющие атмосферы — водород и гелий, присутствуют также метан, аммиак и вода. Содержание воды определено не очень уверенно (в ср. менее 0,01%). Содержание CH_4 составляет 0,07%, а NH_3 — менее 0,02%, хотя обе эти составляющие создают сильные полосы поглощения в спектре Ю. Обнаружены также молекулы CH_3D, HCN, C_2H_6, C_2H_2, CO. Предполагается, что красноватые и желтоватые оттенки на диске Ю. связаны с присутствием в атмосфере водородных и аммонийных полисульфидов и серы, а также, возможно, органич. соединений, образующихся под действием электрич. разрядов в атмосфере. Наличие молекул фосфина (PH_3), с чем связывалось возможное образование в облаках аморфного красного фосфора, не подтверждено более поздними исследованиями.

Цветные изображения планеты, полученные с КА, дали определённые сведения об особенностях и структуре облаков, характере движений в атмосфере Ю. Высота облаков различна в хорошо выделяющихся на диске планеты поясах и зонах. Расчётная модель облачного покрова включает три осн. слоя. Верхний (давление 50—100 кПа) состоит из кристаллич. аммиака, промежуточный — из гидросульфида аммония NH_4SH, нижний (давление неск. сотен кПа) — из кристаллов водяного льда.

Светлые зоны и БКП характеризуются восходящими течениями. Облака в них расположены выше, их поверхностная темп-ра ниже, чем в соседних областях поясов. На границе зон и поясов образуются встречные (сдвиговые) течения, развивается сильная турбулентность. Природа БКП аналогична обнаруженным на снимках другим красным, белым, голубым пятнам меньшего размера: это метеорологич. явления, представляющие собой громадные устойчивые вихри в атмосфере. Вихревая структура БКП, являющегося по своей природе антициклоном, отчётливо различима на снимках. Вопрос о механизме подвода энергии и об удивительной стабильности таких образований остаётся открытым.

Согласно данным радиоизмерений, самая низкая темп-ра в атмосфере Ю. (80—120 К) достигается на уровне, где давление ≈ 10 кПа. Между уровнями, соответствующими давлениям 1 и 10 кПа, лежит область температурной инверсии, и на уровне 1 кПа темп-ра возрастает до 130—170 К. Эти данные удовлетворительно согласуются с измерениями темп-ры, проводившимися с КА при помощи ИК-радиометров. Согласно расчётам, мезосфера Ю. в области давлений 0,1—100 Па характеризуется примерно постоянной темп-рой 180 К. В верх. слоях атмосферы (термосфере и экзосфере), где происходит прямое поглощение солнечного УФ-излучения, темп-ра близка к ср. электронной темп-ре, равной 800—1000 К. В атмосфере Ю. примерно на уровне облаков зарегистрирована грозовая активность.

Ю. обладает ионосферой, протяжённость к-рой превышает 3 тыс. км, а концентрация электронов составляет (в максимуме) 10^5 см$^{-3}$. Зарегистрированы заметные флуктуации электронной плотности. Эти нерегулярности носят однородный характер в ниж. части ионосферы, однако на более высоких уровнях обнаруживаются отклонения от равномерного распределения в пространстве, обусловленные магн. полем планеты.

Уникальный феномен представляет магнитосфера Ю. (см. также *Магнитосферы планет*). При наблюдении с Земли её угл. размер составляет $\approx 2°$. На дневной стороне планеты магнитосфера простирается на 50—100 радиусов Ю. в зависимости от флуктуаций набегающего потока солнечного ветра, обусловливаемых вариациями солнечной активности. С ночной стороны магн. шлейф Ю. простирается далеко за орбиту Сатурна, отстоящего от Ю. на ~ 5 а. е.

Дипольное магн. поле Ю. имеет напряжённость 318 А/м на экваторе (на уровне с давлением 100 кПа). Магн. ось наклонена к оси вращения планеты на $(10,2 \pm 0,6)°$. Напряжённость поля у полюсов составляет 1105 А/м (у сев.) и 1063 А/м (у юж.). Дипольный характер магн. поля сохраняется примерно до расстояния ≈ 15 радиусов Ю., хотя нек-рый вклад вносят квадрупольная и октупольная составляющие. Дальше заметное влияние на конфигурацию поля оказывают заряж. частицы, захваченные магн. полем планеты и вращающиеся вместе с нею. В результате вокруг Ю. образуется «магн. диск», во внеш. областях к-рого магн. силовые линии, возможно, не замкнуты, а сам диск на больших расстояниях, вероятно, отклоняется от плоскости, перпендикулярной оси магн. диполя в направлении плоскости, перпендикулярной оси вращения планеты.

Магнитосфера Ю. во мн. чертах аналогична земной, увеличенной в ~ 100 раз. Протоны и электроны внутри магнитосферы образуют *радиационные пояса*. В этих поясах генерируется дециметровое излучение Ю. Механизм дециметрового излучения — синхротронный: оно образуется при движении захваченных электронов в тороидальной области магнитосферы на расстоянии 1,5—6 радиусов Ю. Энергия этих электронов ~ 10 МэВ. В свою очередь, всплески декаметрового излучения на частоте 8 МГц, вероятно, связаны с плазменными неустойчивостями ионосферы. Ю. излучает также в метровом диапазоне.

В магнитосфере Ю. происходит мощное ускорение электронов, к-рые проникают до орбиты Земли. Их энергия 3—30 МэВ. Как внутри, так и вне магнитосферы потоки ускоренных электронов характеризуются ≈10-часовой периодичностью, к-рая соответствует периоду вращения Ю. По-видимому, найденные вариации отражают взаимодействие солнечной плазмы с магнитосферой Ю.

Известно 16 спутников Ю. Четыре самых крупных (Ио, Европа, Ганимед, Каллисто) открыты в 1610 Г. Галилеем и наз. галилеевыми. Кроме того, в устойчивых либрационных точках L_4 и L_5 орбиты Ю. находятся две группы астероидов (восточная и западная) — «троянцы». Ю. оказывает сильное возмущающее воздействие на периодич. кометы, движущиеся по вытянутым орбитам между Солнцем и внеш. областями Солнечной системы. У Ю. обнаружено кольцо, внеш. край к-рого находится на расстоянии 55 тыс. км от верх. границы облаков. Ширина кольца ≈6 тыс. км, толщина ~1 км; оно состоит из частиц, обладающих низким альбедо, диапазон их размеров от неск. мкм до неск. см.

По результатам пролётов КА получены след. отношения масс галилеевых спутников к массе Ю. и значения их диаметров: $(4{,}684 \pm 0{,}022) \cdot 10^{-5}$, диам. (3630 ± 10) км для Ио; $(2{,}523 \pm 0{,}025) \cdot 10^{-5}$, диам. (3138 ± 20) км для Европы; $(7{,}803 \pm 0{,}030) \cdot 10^{-5}$, диам. (5262 ± 20) км для Ганимеда; $(5{,}661 \pm 0{,}019) \cdot 10^{-5}$, диам. (4800 ± 20) км для Каллисто. Их плотности последовательно убывают с ростом расстояния от Ю.: 3550 кг/м^3 (Ио), 3040 кг/м^3 (Европа), 1930 кг/м^3 (Ганимед), 1830 кг/м^3 (Каллисто). Это отражает особенности их внутр. строения: Ио целиком состоит из «скальных» (силикатных) пород, в то время как Европа на 20%, Ганимед на 40% и Каллисто почти на 50% состоят из водяного льда. На Ио открыта сильная вулканич. активность; совр. активный вулканизм, вероятнее всего, объясняется приливной диссипацией энергии из-за возникновения резонансов при движении в гравитац. поле Ю. галилеевых спутников по орбитам, обладающим заметным эксцентриситетом. Зарегистрированы мощные выбросы серы из вулканов (на высоту до 250 км со скоростью ~1 км/с). Вероятно, толстый (до неск. км) слой серы и двуокиси серы (вместе с силикатными породами) покрывает поверхность Ио, придавая ему красно-оранжевую окраску. В свою очередь, поверхность Европы — ледяная, сильно выровненная, с многочисл. широкими протяжёнными трещинами, что, возможно, обусловлено находящимся под ледяной корой водным океаном. Поверхности Ганимеда и Каллисто также в осн. ледяные с обширными отложениями и выходами тёмного материала, испещрённые кратерами (особенно Каллисто); в формировании наблюдаемых структур значит. роль, по-видимому, играла тектонич. активность этих небесных тел в далёком прошлом.

У Ио обнаружены очень разрежённая атмосфера и ионосфера, состоящая в осн. из ионов серы и натрия. Эти частицы образуют вдоль орбиты спутника своеобразный газовый тор. Ионосфера, очевидно, создаётся за счёт ударной ионизации атм. атомов энергич. заряж. частицами магнитосферы Ю. В свою очередь, сами спутники вносят заметное возмущение в магнитосферу; ионосфера Ио вызывает модуляцию радиоизлучения Ю. Между тором Ио и магнитосферой Ю. в полярных областях образуются сильные электрич. поля, приводящие к ускорению заряж. частиц и их «высыпанию» в атмосферу Ю., вызывающему полярные сияния. Очень слабая атмосфера обнаружена космич. телескопом им. Хаббла у Европы.

Первые прямые измерения параметров атмосферы Ю. произведены 7 дек. 1995 космич. зондом, отделившимся от КА «Галилей». Предварит. анализ указывает на незначит. содернажие в атмосфере Ю. воды и не подкрепляет модельные представления о многослойной структуре облаков. Науч. программа КА предусматривает подробные исследования Ю. и его галилеевых спутников.

Лит.: Юпитер, под ред. Т. Герелса, пер. с англ., т. 1—3, М., 1979; Маров М. Я., Планеты Солнечной системы, 2 изд., М., 1986; Спутники Юпитера, под ред. Д. Моррисона, пер. с англ., т. 1—3, М., 1985—86.

М. Я. Маров.

ЯДЕРНАЯ АСТРОФИ́ЗИКА — раздел астрофизики, тесно связанный с *ядерной физикой* и с теорией взаимодействий *элементарных частиц*. Перекрывается с физикой *космических лучей* и с *нейтринной астрофизикой*. Я. а. использует достижения лаб. и теоретич. ядерной физики для объяснения источников энергии астр. объектов, происхождения хим. элементов, для *космохронологии*. В свою очередь, нек-рые астр. наблюдения позволяют наложить ограничения на ряд параметров теории взаимодействий элементарных частиц с точностью, к-рую невозможно достичь в лаб. экспериментах (особенно для слабовзаимодействующих частиц, напр. *нейтрино*).

Первым успешным применением ядерной физики для объяснения источника энергии звёзд были работы Х. А. Бете (H. A. Bethe), Ч. Кричфилда (C. Critchfield) и К. фон Вайцзеккера (C. von Weizsäcker) по реакциям *водородного цикла* и *углеродно-азотного цикла* (кон. 30-х гг.). Эти реакции определяют эволюцию звёзд на стадии горения водорода в центре (т. н. звёзды гл. последовательности, в частности Солнце). На более поздних стадиях эволюции происходят реакции горения гелия, углерода, кислорода, неона, кремния и т. п. (см. *Эволюция звёзд*). Эти реакции являются результатом сильного, эл.-магн., а также слабого взаимодействий частиц (последнее важно особенно в реакциях *нейтронизации вещества*).

Специфика ядерных реакций в звёздах состоит в том, что они, как правило, протекают при энергиях (≈30 кэВ), значительно более низких, чем те энергии, при к-рых их изучают в лаб. условиях. (В лаб. условиях сечения реакций σ измеряют при относительно высоких энергиях, поскольку при низких энергиях значения σ малы и их трудно определить на фоне шумов.) Кроме того, в плотной звёздной плазме существенную роль играет экранирование заряж. частиц (вследствие этого помимо термоядерных реакций в звёздах могут происходить *пикноядерные реакции*). В астрофиз. условиях могут быть важны такие ядра, свойства к-рых почти невозможно изучать в земных экспериментах (напр., короткоживущие нуклиды, переобогащённые нейтронами). Всё это заставляет исследователей экстраполировать лаб. значения сечений взаимодействий к астрофиз. условиям или применять сложные теоретич. модели ядерной физики.

Ядерные реакции, по-видимому, являются осн. источником энергии также вспышек *сверхновых звёзд* типа I*a*. Термоядерные взрывы при вспышках таких сверхновых сопровождаются выбросом больших кол-в радиоакт. изотопов ^{56}Ni (переходящих в ^{56}Co, а затем в ^{56}Fe) и др. элементов, образуемых при *взрывном нуклеосинтезе*. Механизм взрыва сверхновых звёзд, связанных с *гравитационным коллапсом* (ныне принято отождествлять их со сверхновыми II типа), не установлен, тем не менее ясно, что взрывное энерговыделение в недрах сверхновой звезды порождает мощную ударную волну, за фронтом к-рой происходит нуклеосинтез, в частности синтез радиоактивного ^{56}Ni. Кол-во ^{56}Ni, выбрасываемого в межзвёздную среду при вспышке сверхновой звезды II типа, в неск. раз меньше, чем при вспышке типа I*a*. Но частота вспышек II типа в галактике (типа нашей) выше, так что, вероятно, именно они играют важную роль в обогащении межзвёздной среды элементами «железного пика».

Одной из осн. задач Я. а., помимо объяснения энерговыделения в стационарных звёздах и при взрывах сверхновых (эти процессы сопровождаются синтезом элементов вплоть до железа), является объяснение происхождения хим. элементов тяжелее железа. Эти элементы образуются в осн. в результате двух процессов: медленного (*s*-процесс) и быстрого (*r*-процесс) захвата нейтронов промежуточны-

ми ядрами. Скорость захвата нейтронов в *s*-процессе меньше скорости β-распада ядер. В *r*-процессе эти скорости могут быть одного порядка, однако классическим *r*-процессом наз. захват нейтронов, скорость к-рого превышает скорость β-распада. В результате *r*-процесса образуются нейтронно-избыточные ядра. Процессы медленного и быстрого захвата нейтронов могут объяснить происхождение всех тяжёлых элементов, вплоть до трансурановых. Для образования нек-рых промежуточных (т. н. обойдённых) элементов важную роль может играть облучение вещества мощным потоком нейтрино от коллапсирующего ядра звезды (см. *Нуклеосинтез, Распространённость элементов*).

Справедливость осн. положений Я. а. подтверждается сравнением предсказаний теории эволюции звёзд с наблюдениями, объяснением особенностей кривых распространённости хим. элементов. Важным аргументом являются нейтринные наблюдения Солнца; имеющиеся расхождения между наблюдаемым нейтринным потоком и предсказаниями «стандартной» модели Солнца, скорее всего, объясняются эффектами взаимодействия нейтрино с солнечным веществом. Наблюдения нейтрино от вспышки Сверхновой 1987 А подтвердили справедливость осн. положений теории о роли взаимодействий элементарных частиц в ходе коллапса ядра звезды. Эти наблюдения, а также проверка теории эволюции красных гигантов (см. *Красные гиганты* и *Сверхгиганты*) и *белых карликов* позволяют получить важные ограничения на свойства нейтрино (напр., магн. момент нейтрино должен быть меньше 10^{-11} магнетона Бора).

Помимо проблемы первичного нуклеосинтеза, к Я. а. примыкают и более фундам. задачи космологии, тесно связанные с теорией взаимодействий элементарных частиц, в частности проблемы *первичных флуктуаций* (ведущих к образованию структуры Вселенной), проблема *скрытой массы* во Вселенной, проблема фундам. поля, приводящего к инфляционной стадии расширения Вселенной (см. *Раздувающаяся Вселенная*).

К актуальным нерешённым задачам Я. а. следует отнести проблему локализации *r*-процесса в нуклеосинтезе (тесно связанную с проблемой механизма взрыва сверхновых звёзд), ядерные процессы в аккреционных дисках (см. *Аккреция*) активных *ядер галактик* и *квазаров*, а также в источниках *гамма-всплесков*. *С. И. Блинников.*

ЯДЕРНАЯ ИЗОМЕРИЯ — см. *Изомерия ядерная.*

ЯДЕРНАЯ МАТЕРИЯ — теоретич. модель неограниченного ядерного вещества, содержащего N нейтронов и Z протонов: $N\to\infty$, $Z\to\infty$, так что $A=N+Z\to\infty$ при $N/Z=\text{const}$, с выключенным кулоновским взаимодействием между протонами. Представление о Я. м. было введено с целью построения микроскопич. теории *ядер атомных* исходя из взаимодействия свободных нуклонов, к-рое предполагается известным.

Отличит. чертой *ядерных сил* является т. н. свойство насыщения, благодаря к-рому тяжёлые ядра во многом подобны жидкой капле, имеющей почти пост. плотность внутри объёма с резким обрывом в поверхностной области (см. *Капельная модель ядра*). Для изучения объёмных свойств такой капли естественно в качестве первого приближения рассмотреть неогранич. ферми-жидкость (см. *Квантовая жидкость*). В конечных ядрах кулоновское взаимодействие играет второстепенную роль по сравнению с ядерным. В то же время при Z и $A\to\infty$ кулоновская энергия растёт пропорционально $Z^2/A^{1/3}$, а ядерная энергия растёт с A лишь линейно. Это делает систему неустойчивой и вынуждает при рассмотрении Я. м. пренебрегать кулоновским взаимодействием.

Рассматривают как симметричную ($N/Z=1$), так и несимметричную ($N/Z\neq1$) Я. м. Частным случаем Я. м. в природе можно считать нейтронную материю ($N=A$; $Z=0$), согласно существующим представлениям составляющую осн. часть *нейтронной звезды*.

Наиб. детально разработана теория симметричной Я. м. Её осн. задача — расчёт равновесной ядерной плотности ρ_0 и энергии связи, приходящейся на 1 нуклон, $\mathscr{E}_0/A$ (совпадающей с *химическим потенциалом* системы μ_0), исходя из потенциала нуклон-нуклонного (NN) взаимодействия, построенного на основе данных по рассеянию свободных нуклонов. Обычно сначала плотн. ρ рассматривается как свободный параметр и рассчитывается зависимость величины $\mathscr{E}/A$ от ρ (рис. 1). Минимум на этой кривой

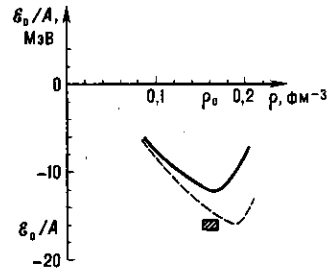


Рис. 1. Зависимость энергии связи от плотности ядерной материи; сплошная линия — расчёт по методу Бракнера с учётом только 2-частичных корреляций; штриховая — то же, с учётом и 3-частичных корреляций. Заштрихованный прямоугольник изображает область экспериментальных равновесных значений ρ_0 и $\mathscr{E}_0/A$.

определяет равновесные плотн. ρ_0 и энергию $\mathscr{E}_0/A$. Анализ энергий связи и размеров всей совокупности известных атомных ядер и их экстраполяция на случай $A\to\infty$ позволяет приближённо найти $\rho_0\simeq0{,}16$ Фм$^{-3}$, $(\mathscr{E}_0/A)\simeq-16$ МэВ.

Первые попытки построения теории Я. м. относятся к кон. 30-х гг. 20 в. Однако в то время о взаимодействии свободных нуклонов было известно мало, и в расчётах использовались потенциалы, к-рые позволяли применять методы *возмущений теории*. Более реалистич. NN-потенциалы были построены в 50-х гг., когда были получены достаточно точные эксперим. данные по рассеянию нуклонов с энергиями $\mathscr{E}\leqslant300$ МэВ. Хотя процедура восстановления потенциала из данных по рассеянию не является однозначной, осн. черты потенциала удалось установить. NN-потенциал содержит неск. компонентов: центральный V_c, тензорный V_t, спин-орбитальный V_{LS} и квадратичный спин-орбитальный V_{LL}.

Наиб. важный из них — центральный — является комбинацией сильного отталкивания нуклонов на малых расстояниях (отталкивательная сердцевина — «кор», от англ. core) и притяжения — на больших (рис. 2). Сущест-



Рис. 2. Схематический вид центрального NN-потенциала с жёстким кором (сплошная линия) и с мягким кором (штриховая линия); r — расстояние между нуклонами, r_c — радиус жёсткого кора.

вуют модели NN-взаимодействия с «жёстким» (бесконечным) кором и более реалистич. модели с «мягким» (конечным) кором. С кон. 50-х гг. до нач. 80-х гг. популярны были феноменологич. потенциал Хамады — Джонстона с жёстким кором и потенциал Рейда — с мягким. Часто использовался и полуфеноменологич. потенциал «однобозонного обмена», основанный на представлениях полевой теории мезон-нуклонного взаимодействия.

Особенность ядерных сил, заключающаяся в сильном отталкивании нуклонов на малых расстояниях, делает неприменимыми подходы к теории Я. м., основанные на теории возмущений. Особенно это очевидно для потенциалов с жёстким кором, для к-рых первое же приближение в теории возмущений приводит к бесконечным резуль-

татам. По этой же причине неприменим к Я. м. и *Хартри — Фока методу* — простейший квантовомеханич. метод описания многофермионных систем. Применение метода Хартри — Фока к системам с сильным отталкиванием на малых расстояниях приводит к таким же расходимостям, что и теория возмущений.

Первые успешные подходы к теории Я. м. относятся к кон. 50-х гг. и принадлежат Р. Ястрову (R. Jastrow) и К. Бракнеру (K. Brueckner). Ястров развил вариац. подход, в к-ром он использовал корреляц. (ястровский) фактор, мешающий нуклонам подходить на малые расстояния друг к другу. В случае жёсткого кора вероятность встретить нуклон на расстоянии меньше радиуса кора r_c строго равна 0. Метод Ястрова позволил для реалистических NN-потенциалов получить значения $\rho_0 \simeq 0{,}16$ Фм$^{-3}$ и $\mathscr{E}_0/A \simeq -12$ МэВ.

Одновременно с методом Ястрова появился метод Бракнера, основанный на частичном суммировании бесконечных рядов теории возмущений. В простейшем виде метод Бракнера сводится к замене в методе Хартри — Фока нуклон-нуклонного потенциала на т. н. G-матрицу (метод Бракнера — Хартри — Фока). G-матрица имеет смысл эфф. взаимодействия между нуклонами в ядерном веществе. Она учитывает все акты перерассеяния нуклонов друг на друге (двухчастичные корреляции) и определяется интегральным ур-нием Бете — Голдстоуна. Сам же подход часто наз. методом Бете — Бракнера, отмечая большую роль, к-рую сыграл Г. Бете (H. A. Bethe) в его развитии.

Аналог G-матрицы для свободных нуклонов — T-матрица, лишь нормировкой отличающаяся от *амплитуды рассеяния* (или длины рассеяния) f. При замене G на T метод Бракнера — Хартри — Фока переходит в газовое приближение — метод, применяемый для описания свойств неидеального *ферми-газа* и основанный на использовании малого параметра $f/r_0 \ll 1$, где r_0 — ср. расстояние между частицами газа. Для отталкивательного кора роль длины рассеяния играет радиус кора r_c. Метод Бракнера использует малость параметра r_c/r_0 и, по существу, является аналогом газового приближения по отношению к отталкивательному кору. Дальнодействующее притяжение сравнительно слабое и может быть учтено методом теории возмущений.

Метод Бракнера дал приблизительно те же результаты, что и метод Ястрова. Хотя формально эти методы выглядят непохожими, они основаны на одних и тех же физ. приближениях и учитывают двухчастичные корреляции в Я. м. Многие годы эти методы развивались параллельно в направлении уточнения и учёта многочастичных корреляций. В вариац. подходе применяются развитые в теории конденсир. сред метод кластерного разложения и т. н. гиперцепной метод. В подходе Бракнера использовалось ур-ние Бете — Фаддеева — аналог ур-ний Фаддеева в теории 3 тел. Эти ур-ния точно учитывают трёхчастичные корреляции, но сложны для точного решения. В 1980 Дэю (W. Dey) удалось точно решить ур-ние Бете — Фаддеева, при этом энергия связи оказалась близкой к экспериментальной, но равновесная плотность сильно сдвинулась в сторону бóльших значений: $\rho_0 = 0{,}19$ Фм$^{-3}$. Эта фундам. трудность теории Я. м. пока не разрешена. Наиб. популярные подходы к разрешению этой проблемы основаны на представлении о ср. мезонных полях, действующих в ядерном веществе. Однако они грешат неоднозначностью.

Согласно представлениям о природе *сильных взаимодействий*, основанным на *квантовой хромодинамике* (КХД), нуклоны в нормальном ядерном веществе в значительной степени сохраняют свою индивидуальность, а эффекты КХД существенны лишь на малых расстояниях между нуклонами. Задача вычисления потенциала NN-взаимодействия в рамках КХД пока не решена. Под большим вопросом с точки зрения КХД оказывается статус мезонов (за исключением пионов). Обмен тяжёлыми мезонами между нуклонами происходит на столь малых расстояниях, что их кварк-глюонная природа становится существенной. Поэтому релятивистские подходы в теории Я. м. пока далеки от последовательной теории.

Лит.: Бракнер К., Теория ядерной материи, пер. с англ., М., 1964; Браун Дж., Единая теория ядерных моделей и сил, пер. с англ., М., 1970.

Э. Е. Саперштейн.

ЯДЕРНАЯ СПЕКТРОСКОПИ́Я — раздел эксперим. ядерной физики, объединяющий методы исследования ядерных излучений: α-, β-частиц, γ-квантов, электронов внутр. конверсии (см. *Конверсия внутренняя*), а также протонов, нейтронов и др. частиц, возникающих при радиоакт. распаде и в ядерных реакциях. Определяются энергия частиц, их поляризация, пространств. и временны́е распределения. Цель исследований — определение спектра и квантовых характеристик ядерных состояний: энергии, *спина*, *чётности*, магн. дипольных и *квадрупольных моментов ядер*, параметров деформации (см. *Деформированные ядра*) и др., а также вероятностей переходов между ядерными состояниями в зависимости от их квантовых характеристик. Получаемые методами Я. с. эксперим. данные при сравнении их с результатами теоретич. расчётов в рамках тех или иных ядерных моделей позволяют судить об осн. чертах связи и движений нуклонов в ядре, что может быть выражено через структуру модельной волновой ф-ции ядра.

В Я. с. используются разл. спектрометры частиц и γ-квантов (см. *Альфа-распад*, *Бета-спектрометр*, *Гамма-спектроскопия*, *Гамма-спектрометр*, *Нейтронная спектроскопия*). Осн. доля исследований ведётся непосредственно на пучках ускоренных заряж. частиц (протонов, α-частиц, тяжёлых ионов и др.) или нейтронов. Исследования в области Я. с. могут быть разделены на 2 осн. группы.

1. Исследование радиоактивного распада короткоживущих нуклидов, удалённых от полосы β-стабильных ядер,— *нейтронно-избыточных ядер*, образующихся при делении тяжёлых ядер под действием нейтронов или заряж. частиц, или *нейтронно-дефицитных ядер*, образующихся в ядерных реакциях глубокого расщепления ядер протонами или в реакциях с *тяжёлыми ионами*. При этом облучаемая такими частицами мишень является одновременно источником ионов для масс-сепаратора, производящего разделение образующихся в мишени нуклидов (по массе и заряду) и транспортирующего выделенный пучок ионов к детекторам частиц (см. *Масс-спектрометр*). Такие системы получили общее назв. ISOL (isotope separation on-line, т. е. сепарация изотопов с выходом на ЭВМ).

На рис. 1 показана схема установки на протонном синхроциклотроне (ОИЯИ, Дубна); выведенный пучок протонов р с энергией 660 МэВ бомбардирует мишень из W, нагретую до 3000 °С. Образующиеся в ней в результате реакции расщепления ядер W нуклиды, диффундируя из мишени, ионизуются на её поверхности и вытягиваются электрич. полем в область магн. поля масс-сепаратора М. Ионы заданной массы по ионопроводу И подаются в измерит. камеру, где они собираются на подвижной ленте.

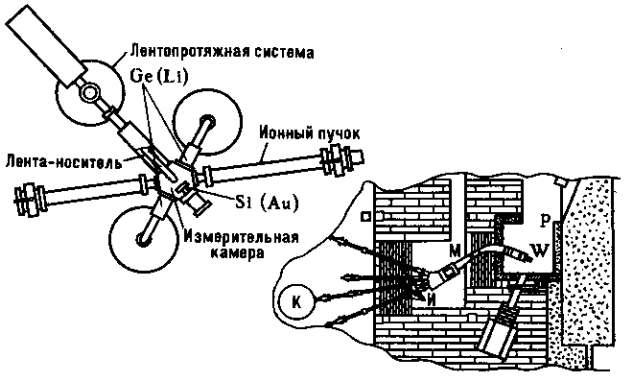


Рис. 1. Схема установки ЭЛГА для изучения радиоактивного распада короткоживущих нуклидов: р — выведенный пучок протонов синхроциклотрона; W — вольфрамовая мишень, М — камера масс-сепаратора; И — ионопроводы; К — измерительная камера; Ge (Li), Si (Au) — полупроводниковые детекторы.

Цикл накопление — измерение — удаление активности может проходить по заданному алгоритму. Установки такого рода позволяют изучать распад нуклидов с временами жизни ~0,1 с. Для измерения энергетич. спектров α-частиц, электронов и γ-квантов, их пространств.-временны́х распределений и корреляций применяются *магнитные спектрометры, полупроводниковые детекторы* и *сцинтилляционные детекторы*, а также соответствующая *ядерная электроника* для амплитудного и временно́го анализа сигналов, поступающих с детекторов, и передачи их в ЭВМ для управления экспериментом и обработки эксперим. данных (см. *Анализ данных, Автоматизация эксперимента, Амплитудный анализатор, Амплитудный дискриминатор*).

Один из результатов исследования схемы распада показан на рис. 2. Материнские ядра $^{132}_{49}In_{83}$ с периодом полураспада $T_{1/2}=0{,}19$ с образуются при делении ядер U протонами с энергией 600 МэВ. Бета-распад (β^-) происходит на уровни ядра $^{132}_{50}Sn_{82}$. Изучение этого ядра представляло интерес, т. к., с одной стороны, оно обладает значит. избытком нейтронов (8) по сравнению с самым тяжёлым стабильным изотопом олова ^{118}Sn, с другой стороны, это ядро является «дважды магическим»: в нём замкнуты как протонная оболочка ($Z=50$), так и нейтронная ($N=82$, см. *Магические ядра*). Значит. удаление от полосы β-стабильности обусловило большую энергию β-распада (верх. граница β-спектра $Q_\beta=13{,}6$ МэВ). Анализ βγ- и γγ-совпадений и спектров конверсионных электронов позволил определить квантовые характеристики уровней ^{132}Sn и разделить системы уровней с положит. и отрицат. *чётностью уровня* π, к-рые отвечают разл. схемам связи нейтрона и дырки в нейтронных оболочках (см. *Оболочечная модель ядра*).

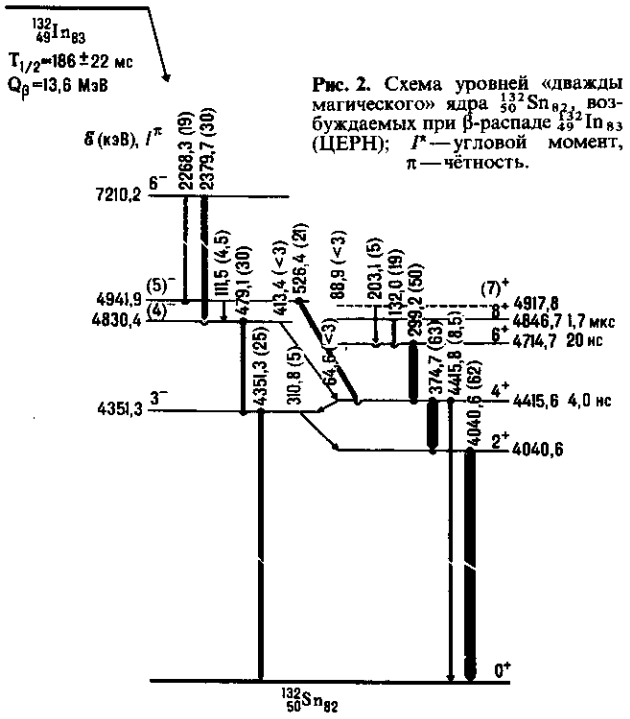


Рис. 2. Схема уровней «дважды магического» ядра $^{132}_{50}Sn_{82}$, возбуждаемых при β-распаде $^{132}_{49}In_{83}$ (ЦЕРН); I^π — угловой момент, π — чётность.

2. Исследования схем состояний ядер, возбуждаемых непосредственно в ядерных реакциях (ведутся в т. н. режиме in beam — в пучке). *Ускорители заряженных частиц* позволяют получать пучки электронов, протонов, α-частиц, лёгких и тяжёлых ионов с варьируемой энергией и «скважностью», с заданной поляризацией и др. параметрами. Ядерные реакции, вызванные адронами, определяются гл. обр. *сильным взаимодействием* и протекают за времена $\sim10^{-22}$—10^{-18} с. Характерное время для γ-переходов $\sim10^{-15}$—10^{-9} с. Это означает, что они происходят между связанными состояниями ядра, сформированными после того, как все быстрые процессы, управляемые сильным взаимодействием, закончились.

Варьируя сорт и энергию бомбардирующих частиц и ядра мишени, можно возбуждать в изучаемых ядрах разл. системы состояний. Так, в реакциях захвата нейтронов низкой энергии (< 1 кэВ) в ядро мишени вносится небольшой угл. момент l, что позволяет изучать систему низкоспиновых состояний ядер вплоть до энергии связи нейтро-

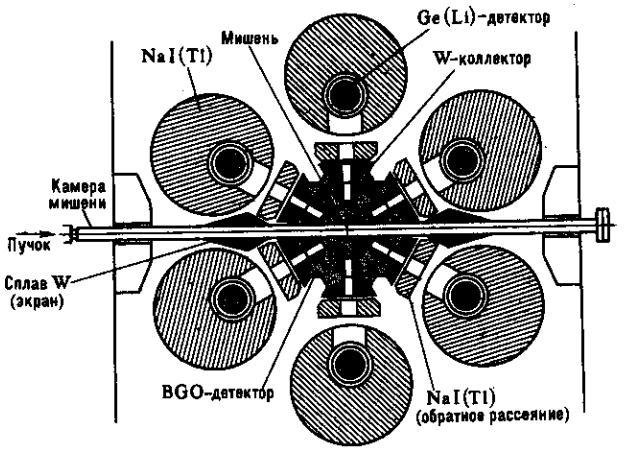


Рис. 3. Многодетекторный γ-спектрометр для исследования высокоспиновых состояний ядер, возбуждаемых в реакциях с тяжёлыми ионами.

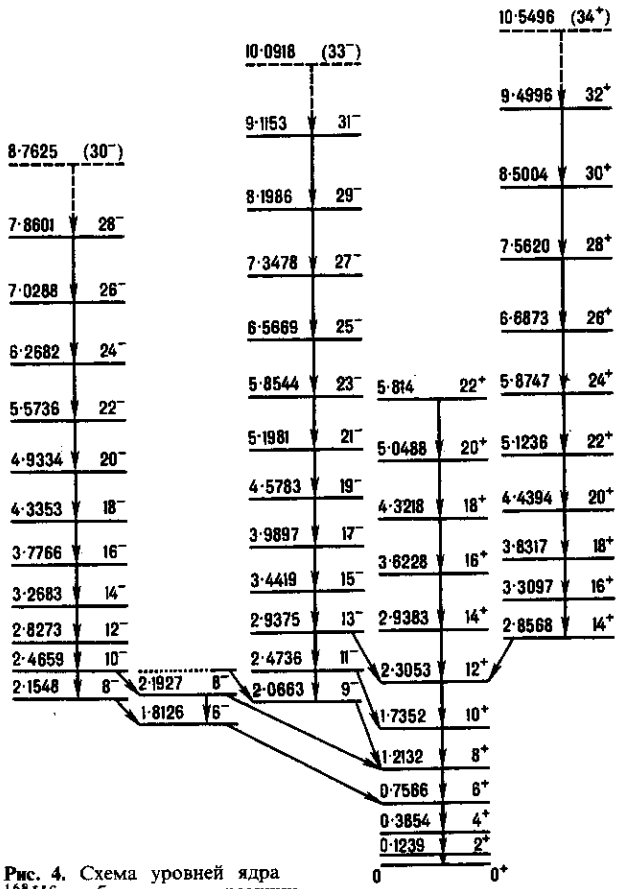


Рис. 4. Схема уровней ядра ^{168}Hf, возбуждаемых в реакции ^{124}Sn (^{48}Ti, 4n)^{168}Hf. Разделены ротационные полосы, основанные на состояниях различной природы.

на. При бомбардировке тяжёлыми ионами с энергиями в десятки и сотни МэВ на нуклон ядрам мишени может передаваться очень большой угл. момент и возбуждаться состояния со значениями спина до 80 $\hbar$ (см. *Высокоспиновые состояния ядер*). Т. о. можно исследовать ядерные свойства в широком диапазоне энергий возбуждения, спинов, изоспинов и др.

При разрядке высоколежащих состояний ядер происходит очень большое число γ-переходов. Для их анализа требуются спектрометры, объединяющие высокую эффективность регистрации с высоким энергетич. разрешением. Эти требования осуществляются в системах, состоящих из многих сцинтилляционных и полупроводниковых Ge-детекторов. На рис. 3 показана схема спектрометра, установленного на пучке тяжёлых ионов (англ. ядерный центр Дэрсбери). В нём использованы 50 сцинтилляционных спектрометров с кристаллами германата висмута (BGO) и 6 германиевых детекторов высокого разрешения с антикомптоновской защитой из окружающих их больших кристаллов NaI (Tl). BGO-детекторы определяют множественность γ-переходов, разряжающих исходное состояние ядра, и суммарную энергию каскадных переходов. Энергия индивидуальных переходов определяется сборкой из Ge-детекторов. Кроме энергии γ-переходов такие сборки позволяют определять их угл. распределения (см. *Угловые распределения и угловые корреляции*), а также времена жизни изомерных состояний, к-рые могут возбуждаться в данной реакции (см. *Изомерия ядерная*).

Управление работой комплекса ускоритель — спектрометр и обработка получаемых массивов информации требуют применения развитой электронной системы обработки сигналов и быстродействующих ЭВМ с большими объёмами оперативной памяти (см. *Памяти устройства*). Результат, полученный на спектрометре, изображённом на рис. 3, показан на рис. 4; это — схема уровней деформированных ядер ^{168}Hf, возбуждаемых в реакции ^{124}Sn (^{48}Ti, 4n)^{168}Hf при энергии ионов титана 216 МэВ, к-рую удалось проследить до энергии возбуждения более 10 МэВ и спинов $I > 30$.

Измерение электромагнитных моментов ядер в возбуждённых состояниях. Для этого развиты методы, основанные на наблюдении прецессии ядерного спина за счёт *сверхтонкого взаимодействия* магн. дипольного момента ядра с внеш. магн. полем или электрич. квадрупольного момента с градиентом электрич. поля, создаваемого внешними по отношению к ядру полями, напр. *внутрикристаллическим полем*. Для состояний с временами жизни более 10^{-12}с частота прецессии может быть измерена методами возмущённых угл. распределений γ-квантов и угл. корреляций. По частоте прецессии может быть определён соответств. ядерный момент, если внеш. поле известно из независимого эксперимента. С др. стороны, ядра с известными магн. дипольными и электрич. квадрупольными моментами изомерных состояний интенсивно используются как зонды в конденсир. средах для определения действующих на эти ядра электрич. и магн. полей, создаваемых электронами атомных оболочек, и их зависимости от внеш. параметров (темп-ры, давления и др.).

Изучение бета-распада ядер (в частности, *двойного бета-распада*). Для этого создаются детекторы, содержащие значит. массу нуклида, ядра к-рого могут претерпевать 2β-распад (^{76}Ge, ^{100}Mo, ^{130}Te и др.). Целью таких исследований явл., в частности, поиск безнейтринного 2β-распада или определение ниж. границы его вероятности.

Данные о свойствах возбуждённых состояний атомных ядер и методы Я. с. используются в физике твёрдого тела, химии, биологии, материаловедении и др. *Активационный анализ* опирается на данные о схемах распада радиоакт. ядер. В значит. степени на эти же данные опираются *дозиметрия* ионизирующих излучений и методы защиты от их воздействия, а также диагностич. и терапевтич. использование радионуклидов в медицине.

Лит.: Альфа-, бета- и гамма-спектроскопия, пер. с англ., в. 1—4, М., 1969; Ejiri H., de Voigt M. J. A., Gamma-ray and electron spectroscopy in nuclear physics, Oxf., 1989.

А. А. Сорокин.

ЯДЕРНАЯ ФИ́ЗИКА — наука о строении, свойствах и превращениях атомных ядер. В 1911 Э. Резерфорд (E. Rutherford) установил в опытах по рассеянию α-частиц при их прохождении через вещество, что нейтральный атом состоит из очень компактного положительно заряж. ядра и сравнительно «рыхлого» отрицательного электронного облака; размер ядра $\sim 10^{-13}$—10^{-12} см, в то время как размер атома $\sim 10^{-8}$ см. Сразу после открытия атомного ядра стали создаваться его модели, в к-рых ядро пытались строить из известных тогда элементарных частиц — протонов и электронов. Однако началом Я. ф. можно считать 1932, когда, вскоре после открытия Дж. Чедвиком (J. Chadwick) нейтрона, В. Гейзенберг (W. Heisenberg) и Д. Д. Иваненко (независимо) высказали гипотезу о том, что ядро состоит из нейтронов и протонов. При этом заряд ядра Z (в единицах заряда электрона) равен числу протонов, а его масса приближённо равна массе протона, умноженной на массовое число A — полное число протонов и нейтронов (нуклонов) в ядре.

В 30-х гг. шло накопление эксперим. данных об осн. свойствах ядер: размерах, энергиях связи, магнитных и *квадрупольных моментах ядер*. Исследование радиоактивности и простейших ядерных реакций (под воздействием электронов, протонов, α-частиц, нейтронов) позволило получить данные о возбуждённых состояниях ядер. Наиб. долгоживущие из этих состояний получили название ядерных изомеров (см. *Изомерия ядерная*). В этот период выделились осн. направления эксперим. Я. ф.: *ядерная спектроскопия*, изучающая γ-переходы в ядрах, α- и β-распады, а также энергии, спины и др. свойства основных и низколежащих возбуждённых состояний ядер, и *ядерные реакции*. В соответствии с этим развивались теоретич. представления, позволяющие объяснить свойства основного и возбуждённых ядерных состояний и описать механизмы взаимодействия частиц с ядрами. К этому же времени относятся и первые реалистич. модели ядра (модель жидкой капли, модель оболочек) и представления об осн. механизмах ядерных реакций: *прямые ядерные реакции* и реакции, идущие через *составное ядро*.

Капельная модель ядра отражает осн. свойство *ядерных сил* — короткодействие и связанное с ним свойство насыщения. Вследствие короткодействия нуклоны в ядре сильно взаимодействуют только с ближайшими соседями, из-за чего энергия связи ядра приближённо пропорциональна массовому числу A. Основанная на этой модели полуэмпирич. *Вайцзеккера формула* (1935) передаёт осн. зависимости энергии связи от A и Z.

Открытие в 1939 О. Ганном (O. Hahn) *деления ядер* утвердило капельную модель. Она была успешно применена Н. Бором (N. Bohr) для объяснения деления как результата конкуренции поверхностной и кулоновской энергий деформирующейся, а затем и делящейся капли. Открытие деления послужило мощным толчком для развития Я. ф. Сама же физика деления выделилась в отд. область Я. ф., в к-рой используются специфич. эксперим. и теоретич. методы.

Анализ ядерных масс позволил обнаружить в лёгких ядрах ($A < 40$) повышенную энергию связи ядер с $N = Z = A/2 = 2n$ (n — целое число), к-рые как бы состоят из α-частиц. Этот факт интерпретировался с помощью возникшей также в 30-х гг. ядерной модели, согласно к-рой такие ядра состоят из α-частиц, взаимодействующих друг с другом. Повышенная энергия связи α-частиц объясняет бо́льшую (по сравнению с соседними ядрами) энергию связи α-частичных ядер. Усовершенствованный вариант этой модели наз. *нуклонных ассоциаций моделью*. Эта модель с успехом применяется, в частности, для объяснения свойств лёгких ядер (^{8}Be, ^{12}C и т. д.).

В т. н. *магических ядрах*, отвечающих нек-рым значениям N и Z (2, 8, 20, 50, 82, 126), наблюдались сильные отклонения от ф-лы Вайцзеккера — аномально большие значения энергии связи. Для объяснения существования магич. ядер была выдвинута *оболочечная модель ядра*, согласно к-рой магич. числа отвечают заполнению нуклонных уровней в нек-рой потенц. яме — ср. ядерном поле.

Однако все предложенные варианты ядерной потенц. ямы не давали правильных значений магич. чисел. Они были получены лишь в 40—50-х гг. М. Гёпперт-Майер (M. Goeppert-Mayer) и Й. Х. Йенсеном (J. H. Jensen), включившими в это поле спин-орбитальное взаимодействие нуклонов.

Для объяснения прямых ядерных реакций, идущих с временами 10^{-23}—10^{-22} с, была сформулирована *оптическая модель ядра*, описывающая рассеяние частиц на ядрах. При описании ядерных реакций, идущих через составное ядро, использовались теория *резонансных ядерных процессов* и статистическая теория ядра. Понимание роли ядерных реакций в *эволюции звёзд* привело к формированию *ядерной астрофизики*. В качестве осн. источника энергии *звёзд* рассматриваются реакции синтеза лёгких элементов, а к образованию тяжёлых элементов приводят разнообразные и длинные цепочки ядерных превращений (см. *Нуклеосинтез*).

Бурное развитие испытала Я. ф. в кон. 40-х и в 50-х гг. в связи с созданием и усовершенствованием ядерного оружия и возникновением *ядерной энергетики*. Появились новые типы *ускорителей заряженных частиц*, позволяющие получать потоки частиц всё более высоких энергий и имеющие хорошее энергетич. и угл. разрешение. Началось строительство *исследовательских реакторов* — источников мощных пучков нейтронов.

Интенсивное накопление эксперим. данных о свойствах ядер стимулировало их теоретич. осмысление. Оболочечная модель качественно объясняла наличие изомерии, магн. и квадрупольные моменты ядер и др. Однако обнаружился ряд низколежащих ядерных состояний, γ-переходы между к-рыми имеют интенсивности, во много раз превышающие предсказания теории. Для объяснения этой аномалии было введено представление о коллективных переходах и *коллективных возбуждениях ядер*, приведшее к созданию О. Бором (A. Bohr) и Б. Моттельсоном (B. R. Mottelson) в 1952 коллективной модели ядра. Они же (и независимо Дж. Рейнуотер, J. Rainwater) предположили существование несферич. *деформированных ядер*, что позволило успешно описать спектры и вероятности переходов в ядрах редкоземельных элементов ($150 \leqslant A \leqslant 180$) и актинидов ($A \geqslant 220$). Успешной оказалась модифицированная модель Гёпперт-Майер — Йенсена для деформир. ядер (модель Нильссона).

Успех разл. феноменологич. моделей ядра делал важным их теоретич. обоснование. Так, было неясно происхождение оболочек в системе с сильным короткодействием, а также как сочетаются столь противоречивые по физ. картине капельная и оболочечная модели ядра. Коллективная модель Бора — Моттельсона опиралась на капельную модель, однако вводимые в ней параметры — жёсткость ядра и т. н. массовый коэф.,— извлекаемые из опыта, сильно отличались от предсказаний капельной модели. Лишь в кон. 50-х — нач. 60-х гг. развитие *квантовой теории многих частиц* привело к пониманию этих вопросов и к созданию совр. теории ядра. Большую роль в этом сыграли теория *ядерной материи* К. Бракнера (K. Brueckner) и теория конечных ферми-систем (ТКФС) А. Б. Мигдала. Теория Бракнера была одним из первых примеров практич. применения диаграммной техники (см. *Фейнмана диаграммы*) к реальным ядрам и позволила рассчитать объёмный член в энергии связи ядра и глубину ср. ядерного потенц. поля, исходя из известного потенциала взаимодействия свободных нуклонов. ТКФС близка к теории ферми-жидкости (см. *Квантовая жидкость*), основанной на концепции *квазичастиц* и оперирующей эфф. взаимодействием между ними (последнее задаётся с помощью неск. параметров, извлекаемых из опыта). Самосогласованная ТКФС и близкий к ней *Хартри — Фока метод* с эфф. силами позволяют путём введения неск. констант, универсальных для всех ядер (кроме самых лёгких), рассчитать большое число ядерных явлений с точностью, адекватной точности экспериментов.

Тесные связи между Я. ф. и физикой *твёрдого тела* возникали неоднократно. Так, созданная в 1958 Дж. Бардином (J. Bardeen), Л. Купером (L. Cooper) и Дж. Шриффером (J. Schrieffer) теория *сверхпроводимости* в металлах подтолкнула Бора и Моттельсона, а также (независимо) Дж. Валатина (J. Valatin) выдвинуть гипотезу о *сверхтекучести атомных ядер*. Созданный в это же время Н. Н. Боголюбовым для описания сверхпроводимости метод u — v-преобразования послужил основой *сверхтекучей модели ядра* (В. Г. Соловьёв, С. Т. Беляев). Важную роль в понимании значения сверхтекучести и взаимодействия между квазичастицами в коллективных свойствах ядер сыграла микроскопич. теория квадрупольных ядерных возбуждений (С. Т. Беляев, 1959). Коллективная модель интерпретировала эти возбуждения как поверхностные колебания, в то время как микроскопич. теория приводила к объёмным колебаниям — аналогу нулевого звука в ферми-жидкости. Это противоречие было устранено в 1972 В. А. Ходелем, показавшим, что согласование между ср. полем ядра и эфф. взаимодействием квазичастиц приводит к тому, что решения микроскопич. ур-ний для коллективных возбуждений имеют вид «квантовых капиллярных волн» — квантовых аналогов классич. колебаний жидкой капли. Их волновая ф-ция сосредоточена в осн. на поверхности ядра, но имеет и большие объёмные компоненты. Эта теория позволяет также правильно рассчитать параметры феноменологич. коллективной модели.

Развитие диаграммной техники сыграло большую роль и в теории прямых ядерных реакций; оно привело к созданию т. н. диаграммного дисперсионного метода (И. С. Шапиро). В статистич. теории ядра и в теории резонансных реакций большую роль сыграл подход, развитый Г. Фешбахом (H. Feshbach) и названный единой теорией ядерных реакций.

Существенно отличается по физ. идеям и методам физика легчайших ядер — малонуклонных систем ($A < 4$). В этих случаях пытаются точно решить уравнение Шрёдингера для A нуклонов, взаимодействующих посредством известного NN-потенциала (см. *Ядерные силы*). Теория одного из простейших ядер — *дейтрона* — была построена ещё в 30-х гг. В 60-х гг. были развиты методы точного решения проблемы 3 тел: ур-ния Фаддеева, метод гиперсферич. ф-ций и др., позволившие построить нерелятивистскую теорию *тритона* ^{3}H и ядра ^{3}He. Незначительные (порядка 5%) отличия рассчитанной энергии связи этих ядер от экспериментальной позволили оценить величину 3-частичных ядерных сил. Их вклад в энергии связи более тяжёлых (более плотных) ядер должен быть больше и, по оценкам, может достигать 10—15%. Применение аналогичных методов для более тяжёлых ядер (обобщение ур-ния Фаддеева для систем с $A > 3$ наз. ур-нием Фаддеева — Якубовского) практически осуществлено лишь для α-частицы (ядро ^{4}He).

Новый этап в теории ядра связан с развитием в 70—80-х гг. *квантовой хромодинамики* (КХД) как теории сильных взаимодействий. Согласно этой теории, нуклоны и мезоны не являются истинно элементарными частицами, а состоят из более фундаментальных частиц: *кварков* (фермионов) и *глюонов* (бозонов), взаимодействующих между собой. Последовательная теория КХД нуклона пока не построена. Поэтому рано говорить о теории ядра, основанной на КХД. Однако мн. представления КХД и *кварковые модели* адронов позволили описать ядерные реакции под воздействием частиц высоких энергий, сопровождающиеся большой передачей энергии и импульса. При этом ожидалось, что ядро должно вести себя как система свободных нуклонов и что трудно найти специфически ядерные эффекты КХД. Но такой эффект был обнаружен в 1982 Европ. мюонной коллаборацией (эффект ЕМС). Он заключается в значительном (до 15%) отличии сечения *глубоко неупругого процесса* рассеяния мюонов с энергиями порядка 100 ГэВ на ядре Fe (в расчёте на нуклон) от сечения на свободном нуклоне. До сих пор нет однозначной интерпретации этого явления, однако во всех существующих объяснениях решающую роль играют чисто ядерные эффекты. Эффект ЕМС оказался важным тестом для КХД моделей нуклона: оказалось, что нек-рые модели не могут описать

этот эффект, не вступая в сильное противоречие с др. ядерными свойствами. Обнаружено неск. ЕМС-подобных эффектов, и возникла новая область — *релятивистская ядерная физика*, объединяющая Я. ф. с физикой *элементарных частиц*.

Новая область Я. ф. возникла в связи с созданием ускорителей тяжёлых ионов — физика ядро-ядерных взаимодействий. При изучении столкновений ядер низких и ср. энергий ($\mathcal{E}/A < 10$—20 МэВ) были обнаружены слияние и квазиделение ядер, мультифрагментация. Последнюю связывают с фазовым переходом жидкость — газ, происходящим при нагревании ядерной материи. При взаимодействии ядер ультрарелятивистских энергий ищут проявления др. гипотетич. фазовых переходов в ядерном веществе: π-конденсатный фазовый переход, переход адронной материи в *кварк-глюонную плазму* и др.

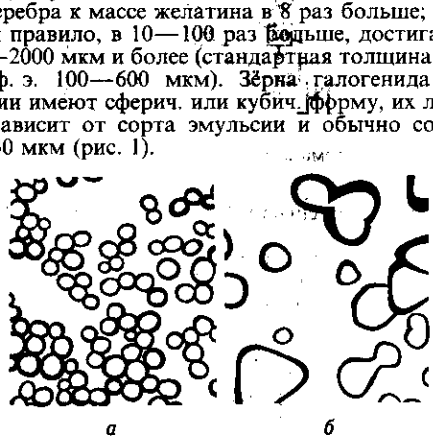
Лит.: Мигдал А. Б., Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер, 2 изд., М., 1983; Бор О., Моттельсон Б., Структура атомного ядра, пер. с англ., т. 1—2, М., 1971—77; Соловьев В. Г., Теория атомного ядра. Ядерные модели, М., 1981.

Э. Е. Саперштейн.

ЯДЕРНАЯ ФОТОГРАФИЧЕСКАЯ ЭМУЛЬСИЯ — фотографич. эмульсия, предназначенная для регистрации траекторий (треков, следов) частиц. Метод Я. ф. э. основан на том, что заряж. частица, проходя через эмульсию, разрушает кристаллы галогенида серебра и делает их способными к проявлению.

Я. ф. э. используется в качестве детектора частиц в ядерной физике, физике элементарных частиц, при исследовании *космических лучей*, в *дозиметрии*. Первым применением фотоэмульсии в ядерной физике можно считать исследования А. Беккереля (A. Becquerel), к-рый в 1895 обнаружил радиоактивность солей по вызываемому ими почернению фотоэмульсии. В 1910 С. Киношита (S. Kinoshita) показал, что зёрна галогенида серебра обычной фотоэмульсии становятся способными к проявлению, если через них прошла хотя бы одна α-частица. В 1927 Л. В. Мысовский с сотрудниками изготовил пластинки с толщиной эмульсионного слоя 50 мкм и наблюдал с их помощью рассеяние α-частиц на ядрах эмульсии. В 30-х гг. началось изготовление Я. ф. э. со стандартными свойствами, с помощью к-рых можно было регистрировать следы медленных частиц (α-частиц, протонов). В 1937—38 М. Блау и Г. Вамбахер (M. Blau, H. Wambacher, Австрия), а также А. П. Жданов с сотрудниками наблюдали в Я. ф. э. расщепления ядер, вызванные космич. излучением. В 1945—48 появились Я. ф. э., пригодные для регистрации слабо ионизующих однозарядных релятивистских частиц; метод Я. ф. э. стал точным количеств. методом исследований.

Я. ф. э. отличается от обычной фотоэмульсии (см. *Фотография*) двумя особенностями: отношение массы галогенида серебра к массе желатина в 8 раз больше; толщина слоя, как правило, в 10—100 раз больше, достигает иногда 1000—2000 мкм и более (стандартная толщина фирменных Я. ф. э. 100—600 мкм). Зёрна галогенида серебра в эмульсии имеют сферич. или кубич. форму, их линейный размер зависит от сорта эмульсии и обычно составляет 0,08—0,30 мкм (рис. 1).



а *б*

Рис. 1. Зёрна различных эмульсий (электронные микрофотографии, увеличение 20 000): *а* — ядерная фотоэмульсия типа Ильфорд-5; *б* — обычная фотоэмульсия.

Процесс проявления экспонированной эмульсии играет роль сильного увеличения первоначального слабого эффекта (скрытого фотографич. изображения), подобно тому как лавинный разряд в *Гейгера счётчике* или бурное вскипание пузырьков в *пузырьковой камере* многократно увеличивают слабые эффекты, связанные с начальной ионизацией, производимой заряж. частицей. Как правило, частицы обладают большой энергией, благодаря чему они могут создавать центры чувствительности в лежащих на их пути зёрнах галогенида серебра. После фиксирования Я. ф. э. вдоль следа частицы образуется цепочка чёрных зёрен — металлич. Ag на фоне прозрачного желатина. Зёрна расположены в следе тем плотнее, чем больше ионизующая способность частицы и чем выше чувствительность эмульсии. Следы частиц наблюдают с помощью микроскопа при увеличении 200—2000.

В ядерной физике эмульсии обычно используют в виде слоёв, нанесённых на стеклянные пластины. При исследовании частиц высоких энергий (на ускорителях или в космич. излучении) эмульсионные слои укладывают в большие стопки в неск. сотен слоёв (эмульсионные камеры). Объём камеры достигает десятков л; образуется практически сплошная фоточувствительная масса. После экспозиции отд. слои могут быть наклеены на стеклянные подложки и обработаны обычным образом. Положение слоёв точно маркируется, благодаря чему траекторию частиц легко прослеживать по всей стопке, переходя от слоя к слою.

Свойства следа, оставленного в эмульсии заряж. частицей, зависят от её заряда e, скорости v и массы m. Так, остаточный пробег частицы (длина следа от его начала до точки остановки) при данных e и v пропорционален m; при достаточно большой скорости v частицы плотность зёрен (число проявленных зёрен на единицу длины следа) $q \sim e^2/v^2$. Если плотность зёрен слишком велика, они сливаются в сплошной чёрный след. В этом случае, особенно если e велико, мерой заряда может быть число δ-электронов, образующих на следе характерные ответвления. Их плотность также пропорциональна e^2/v^2. Если $e=1$, а $v \sim c$, то след частицы в Я. ф. э. имеет вид прерывистой линии из 20—25 чёрных точек на ~ 100 мкм пути.

В Я. ф. э. можно измерять рассеяние частицы — ср. угловое отклонение на единицу пути: $\varphi \sim e/pv$ (p — импульс частицы). Я. ф. э. можно поместить в сильное магн. поле и измерить импульс частицы и знак её заряда, что позволяет определить заряд, массу и скорость частицы. Достоинства метода Я. ф. э. — высокое пространств. разрешение (можно различать явления, отделённые расстояниями меньше 1 мкм, что для релятивистской частицы соответствует временам пролёта $\sim 10^{-16}$ с) и возможность длительного накопления редких событий.

С 1945 по 1955 методом Я. ф. э. были сделаны важные открытия: зарегистрированы *пи-мезоны* и последовательности распадов $\pi \to \mu + \nu$, $\mu \to e + \nu + \tilde{\nu}$, а также обнаружены ядерные взаимодействия π^-- и K^--мезонов. С помощью Я. ф. э. удалось оценить время жизни π^0-мезона (10^{-16} с), был обнаружен распад К-мезона на 3 пиона, открыт Σ-гиперон и установлено существование *гиперядер*, и открыт антилямбдагиперон (см. *Гипероны*). Методом Я. ф. э. был исследован состав первичного космич. излучения, кроме протонов в нём были обнаружены ядра He и более тяжёлых элементов, вплоть до Fe.

С 60-х гг. метод Я. ф. э. вытесняется пузырьковыми и *искровыми камерами* и электронными *трековыми детекторами частиц*, к-рые дают большую точность измерений и возможность применения ЭВМ для обработки данных.

Однако Я. ф. э. обладает высоким (~ 1 мкм) пространств. разрешением, что позволяет использовать её в качестве мишени-детектора для исследования рождения и распадов короткоживущих частиц с временами жизни $\sim 10^{-12}$—10^{-13} с. В этом случае Я. ф. э. в сочетании с др. детекторами частиц образует т. н. гибридную установку. В такой установке вторичные частицы, образующиеся в мишени в результате взаимодействия, и частицы — продукты распада короткоживущих частиц — анали-

зируются с помощью спектрометра или пузырьковой камеры. Траектории частиц, зарегистрированные соответствующим детектором, экстраполируются в эмульсионную мишень. Погрешность экстраполяции определяет область, в к-рой производится поиск события или следов вторичных частиц. Путём обратного прослеживания по этим идентифицированным следам осуществляется поиск первичного взаимодействия и распадов вторичных частиц. Т. о., опыт с мишенью-эмульсией соединяет высокую пространств. разрешающую способность эмульсии с возможностями электронных методов идентификации частиц. В гибридных экспериментах с Я. ф. э. в качестве т. н. вершинного детектора были обнаружены и идентифицированы сотни распадов *очарованных частиц*, измерены времена их жизни и установлены каналы распадов (см. *Комбинированные системы детекторов*). На рис. 2 показано

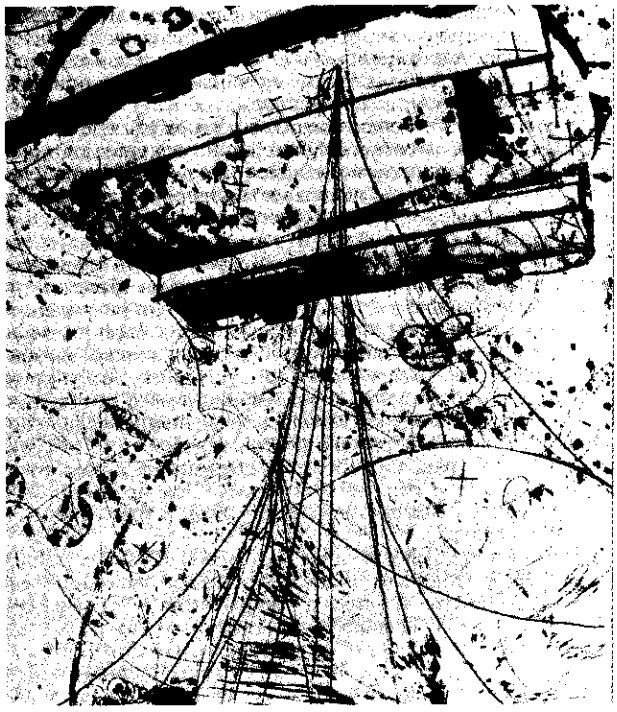


Рис. 2. Вид сверху на два контейнера, расположенных внутри пузырьковой камеры. На фотографии виден пучок частиц, возникающих при взаимодействии нейтрино большой энергии с эмульсией внутри верхнего контейнера. Спиральные траектории — следы электронов и позитронов, появившихся в результате превращения γ-кванта в пару e^+, e^-. Радиус витков спирали уменьшается из-за потерь энергии частицами при прохождении через вещество, наполняющее пузырьковую камеру (смесь жидких водорода и неона).

расположение 2 контейнеров с эмульсией внутри 15-футовой пузырьковой камеры (Национальная лаборатория США им. Э. Ферми).

Лит.: Пауэлл С., Фаулер П., Перкинс Д., Исследование элементарных частиц фотографическим методом, пер. с англ., М., 1962.

А. О. Вайсенберг, В. А. Смирницкий.

ЯДЕРНАЯ ЭЛЕКТРО́НИКА — совокупность эксперим. методов ядерной физики, в к-рых используются электронные приборы для получения, преобразования и обработки информации, поступающей от *детекторов* частиц. Эти методы применяются, помимо ядерной физики и физики элементарных частиц, всюду, где приходится иметь дело с *ионизирующими излучениями* (химия, биология, медицина, космич. исследования и т. д.). Малая длительность процессов и, как правило, высокая частота их повторения, а также наличие *радиационного фона* требуют от приборов Я. э. высокого временно́го разрешения (10^{-9} с) и отбора регистрируемых событий с учётом их геометрии (пространств. распределения) и кинематики. Необходимость одноврем. измерения большого числа параметров (амплитуды сигнала, времени его прихода, координаты точки детектирования частицы, суммарного энерговыделения и др.) привела к тому, что именно в Я. э. впервые были разработаны схемы аналого-цифрового преобразования, применены цифровые методы накопления информации, многоканальный и многомерный анализ, использованы магистрально-модульные системы, ЭВМ в реальном масштабе времени (см. *Информатика, ЭВМ*) и локальные вычислит. сети.

При регистрации частиц (или квантов) задача Я. э. сводится к счёту импульсов от детектора; при идентификации типа излучения и исследовании его спектра анализируется форма импульса, амплитуда или относительная задержка между импульсами. В случае исследования пространств. распределения излучения регистрируются номера «сработавших» детекторов или непосредственно определяется координата точки детектирования (см. *Координатные детекторы*).

В число устройств Я. э. входят: схемы совпадений и антисовпадений (см. *Совпадений метод*), *амплитудные дискриминаторы*, линейные схемы пропускания сигнала, сумматоры сигналов, многоканальные временны́е и *амплитудные анализаторы*, процессоры отбора событий, разл. устройства для съёма информации с координатных детекторов (*дрейфовых камер*, пропорциональных камер, *полупроводниковых детекторов*), ионизационных калориметров и т. д. (сотни наименований). Системы отбора событий часто содержат десятки ЭВМ, тысячи процессоров и $\sim 10^6$—$2 \cdot 10^7$ каналов измерения.

Устройство для регистрации частиц включает детектор, усилитель, преобразователь сигнала и регистрирующее устройство. Ф-ция усиления реализуется электронной схемой, *фотоэлектронным умножителем* или к.-л. др. прибором. Преобразователь переводит сигнал детектора в стандартный импульс или преобразует амплитуду или время прихода сигнала в цифровой код. Для записи результатов измерения применяются счётчики импульсов, запоминающие устройства или ЭВМ.

На рис. 1 изображена упрощённая система для исследования спектров излучения. Заряж. частица пересекает детекторы $Д_1$, $Д_2$, $Д_3$ и останавливается в детекторе $Д_4$. Сигналы с $Д_1$, $Д_2$, $Д_3$ через формирователи $Ф_1$, $Ф_2$, $Ф_3$ поступают на схему совпадений СС, отбирающую со-

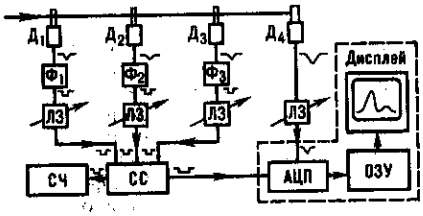


Рис. 1. Схема спектрометра заряженных частиц.

бытия, при к-рых сигналы на её входы приходят одновременно. Одновременность прихода импульсов обеспечивается согласующими линиями задержки ЛЗ. Схема совпадений вырабатывает сигнал, к-рый «разрешает» преобразование исследуемого импульса от детектора $Д_4$. Результат преобразования из аналого-цифрового преобразователя (АЦП) в виде цифрового кода заносится в оперативное запоминающее устройство (ОЗУ) или ЭВМ. Измеренный амплитудный спектр выводится на экран дисплея. Часть системы, ограниченная пунктиром, представляет собой многоканальный амплитудный анализатор. Скорость счёта на выходе схемы совпадений, фиксируемая счётчиком СЧ, показывает число зарегистрир. событий.

Временной отбор сигналов осуществляется схемами совпадений, к-рые срабатывают от импульсов с определ. длительностью и амплитудой и реализуют логич. ф-цию «И» (логич. умножение, см. *Логические схемы*), т. е. на их выходе сигнал появляется лишь тогда, когда импульсы на всех входах имеют определ. уровень, называемый единичным. Если на один из входов схемы совпадения подать сигнал с инвертир. полярностью, она превращается в схему антисовпадений. В системах совпадений и антисовпадений используются *интегральные схемы*.

Амплитудный отбор осуществляется дискриминаторами, к-рые выполняются с использованием схем сравнения (компараторов) и формируют стандартный выходной импульс лишь в случае, если напряжение (или ток) на входе превысит заданный порог. Эволюция схем совпадений и амплитудных дискриминаторов типична для др. приборов Я. э. Вместо блоков, реализующих одну логич. ф-цию («И», «ИЛИ» и т. д.), разрабатываются универсальные многофункциональные устройства, логич. ф-цию к-рых можно задавать извне. Такие устройства строятся на базе больших интегральных схем общего назначения или специально разработанных для решения данной задачи. Вычислит. техника позволила создать автоматизир. аппаратуру с программно-регулируемыми параметрами: ЭВМ управляет порогами срабатывания схем, временным разрешением, задержкой сигналов, логикой отбора событий, режимом работы измерит. системы и т. д.

В Я. э. используются приборы с зарядовой связью (см. *ПЗС-детектор*), схемы на переключающихся конденсаторах, транспьютеры, специализированные и оптоэлектронные процессоры, нейронные сети и т. д. Накопление эксперим. данных происходит в ЭВМ (рис. 2) с последующей

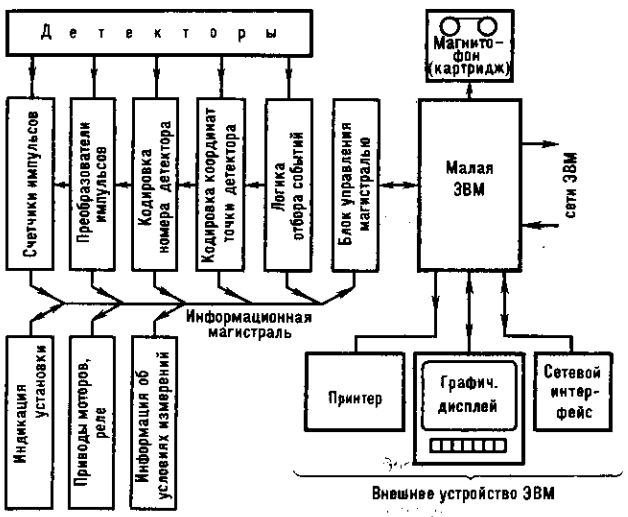


Рис. 2. Система накопления и обработки информации на детекторах ПЗС.

переписью на магн. ленту. Результаты предварит. обработки выводятся на экран дисплея, что позволяет оператору вмешиваться в ход измерений. ЭВМ управляет разл. устройствами: моторами, перемещающими детекторы или мишени, реле, коммутаторами сигналов, процессорами отбора событий и т. д.; выполняет калибровку измерит. аппаратуры, предварительную и окончательную обработку эксперим. данных.

Лит.: Ковальский Е., Ядерная электроника, пер. с англ., М., 1972; Электронные методы ядерной физики, М., 1973; Колпаков И. Ф., Электронная аппаратура на линии с ЭВМ в физическом эксперименте, М., 1974; Современная ядерная электроника, т. 1—2, М., 1974—75; Шмидт Х.-У., Измерительная электроника в ядерной физике, пер. с нем., М., 1989. *Ю. А. Семёнов.*

ЯДЕРНАЯ ЭНЕРГЕ́ТИКА — отрасль энергетики, в к-рой источником получаемой полезной энергии (электрической, тепловой) является ядерная энергия, преобразуемая в полезную на атомных энергетич. установках: атомных электростанциях (АЭС), атомных теплоэлектроцентралях (АТЭЦ) и атомных станциях теплоснабжения (АСТ) (термин «атомный» используется условно в силу сложившейся практики). В случае реализации *управляемого термоядерного синтеза* для получения полезной энергии к Я. э. могут быть отнесены также термоядерные электростанции (ТЯЭС).

Ядерная энергия освобождается при осуществлении *ядерных цепных реакций* деления нек-рых тяжёлых ядер урана, плутония, тория в *ядерных реакторах*. В этом процессе выделяется большое кол-во тепла — в осн. (более 90%) при торможении осколков деления ядер в материале *ядерного горючего*. Отвод получаемого тепла тем или иным способом и особенно превращение его в полезную энергию является инженерной задачей, решаемой методами промышл. теплоэнергетики (в частности, для получения электроэнергии используется обычный паротурбинный способ).

С энерготехнол. точки зрения любая АЭС в принципе является аналогом обычной тепловой электростанции, в к-рой вместо топки парового котла для получения рабочего тела (водяного пара) используется ядерный (термоядерный) реактор. Несмотря на сходство принципиальных термодинамич. схем атомных и тепловых (основанных на сжигании разл. видов органич. горючего, т. н. огневая энергетика) энергоустановок, между ними имеются существенные различия. Определяющими среди них являются эколого-экономич. преимущества АЭС (при их нормальной работе) по сравнению с огневыми электростанциями: отсутствие потребности в кислороде, отсутствие загрязнения окружающей среды сернистыми и др. газами. Значительно бо́льшая (в миллионы раз) теплотворная способность ядерного горючего резко сокращает его объёмы и расходы на транспортировку и обращение; кроме того, ресурсы ядерного горючего огромны. Эти преимущества стали причиной быстрого развития Я. э. в промышленно развитых странах.

Первая в мире действующая АЭС (5000 кВт) была пущена в 1954 в Обнинске (Калужская обл.). Массовое начало строительства крупных и экономичных АЭС началось во 2-й пол. 60-х гг. Однако ряд аварий существенно повлиял на степень социально-обществ. приемлемости Я. э. в ряде стран мира. После аварии (1986) на Чернобыльской АЭС прирост мощностей Я. э. существенно замедлился, а в нек-рых странах, имеющих достаточные собственные классич. топливно-энергетич. ресурсы или доступ к ним, фактически прекратился (Россия, США, Великобритания, ФРГ).

По состоянию на сер. 1994, АЭС построены, строятся или намечены к строительству во многих (ок. 30) странах мира суммарной мощностью более 300 млн. кВт. Наиб. распространение получили АЭС т. н. конденсационного типа, в к-рых практически всё тепло ядерной реакции (более 97%) преобразуется в электроэнергию. Доля выработки электроэнергии действующих АЭС в общем балансе электроэнергии стран составляет от неск. % до 80% (Франция) и 97% (Литва). АЭС экономически более выгодны при отсутствии в стране собственных классических топливно-энергетич. ресурсов или их дефиците.

К нач. 1992 на территории бывшего СССР действовало 15 АЭС с числом энергоблоков 45 и общей электрич. мощностью 36,6 млн. кВт. Доля выработки на них электроэнергии составляла ок. 12%. В России суммарная мощность оставшихся на её территории АЭС составляет ок. 20 млн. кВт (ок. 11% общей выработки электроэнергии). Остальные АЭС находятся на Украине (бо́льшая часть), в Литве, Армении, Казахстане.

Для создания и эксплуатации атомных энергетич. установок необходимы рудодобывающие и рудоперерабатывающие предприятия; для извлечения урана, разделения его изотопов (обогатительное произ-во) — предприятия,

производящие ядерное горючее в конечных изделиях (тепловыделяющие элементы — ТВЭЛы, тепловыделяющие сборки — ТВС).

Система производств, связанных с переделами топлива до АЭС и обращением с топливом после АЭС, наз. топливным циклом. Он может быть разомкнутым, если выгружаемое из ядерного реактора отработанное топливо не отправляется на регенерацию, а хранится в долговрем. хранилищах. Однако экономически более разумным является замкнутый топливный цикл, в к-ром предусматривается круговорот ядерного горючего. Такой цикл — необходимое и обязательное условие будущего крупномасштабного развития Я. э., ориентированного на всё возрастающую долю реакторов на быстрых нейтронах (т. н. быстрые реакторы). АЭС с такими реакторами одновременно с выработкой электроэнергии способны нарабатывать вторичное ядерное горючее (напр., плутоний) в кол-ве, несколько большем, чем в них сгорает урана (т. н. расширенное воспроиз-во). Это делает природные и уже накопленные запасы ядерного горючего практически бесконечным источником энергии.

К сер. 90-х гг. в большинстве стран, развивающих Я. э., затраты на выработку электроэнергии на АЭС заметно ниже, чем на станциях, использующих уголь. Однако в США и Канаде есть районы, где станции на угле экономичнее АЭС. Станции на мазуте и природном газе во всех развитых странах менее экономичны, чем станции на угле.

Экономич. реформы в России (с 1992) усилили экономич. потенциал Я. э. При либерализации цен на энергоносители цены на ядерное горючее (в расчёте на энергетич. единицу) стали существенно ниже, чем на обычные виды горючего. Станции на органич. топливе могут реально конкурировать с АЭС только в местах его добычи, т. е. в осн. в восточных районах. Европейские районы России являются районами безусловного экономич. доминирования АЭС с возрастанием их экономич. преимущества к западным границам России. Здесь и развернулось массовое строительство крупных АЭС со 2-й пол. 60-х гг. К моменту Чернобыльской аварии суммарная мощность АЭС в СССР составила ок. 28 млн. кВт. После аварии темп ввода новых мощностей существенно замедлился, а в 1989 прекратился. За этот период было пущено неск. почти законченных атомных энергоблоков общей мощностью 8 млн. кВт. Строительство других АЭС суммарной мощностью в неск. десятков млн. кВт, находящихся в осн. на более ранних стадиях строительства, законсервировано.

Наблюдаемый в мире «провал» в приросте мощностей Я. э. получил назв. «послечернобыльская зима». Однако в силу технол. и экономич. особенностей, присущих атомным энергоисточникам, а также на фоне истощающихся запасов на Земле относительно дешёвых и доступных топливно-энергетич. ресурсов, ухудшающейся экологич. обстановки, роста населения планеты и появившихся сдвигов в обществ. мнении в пользу АЭС за Я. э. сохраняется большое будущее.

Реальное экономич. воздействие АЭС на окружающую среду очень мало: если принять индекс ущерба окружающей среде при нормальной работе станций от использования энергетич. единиц твёрдого и жидкого сернистого топлива за 1, то ущерб от использования природного газа равен 0,35, а для ядерного горючего он практически равен нулю. Экономич. показатели АЭС почти не зависят от климатич. и территориальных факторов. Ориентация на сооружение АЭС выводит страну на более высокий уровень техн. развития.

К сер. 90-х гг. в мире, и в частности в России, разработаны новые проекты полностью безопасных АЭС, к-рые, по-видимому, начнут вступать в строй в конце первого десятилетия 21 в. К практически абсолютно надёжно зарекомендовавшим себя типам реакторов относятся реакторы с водяным теплоносителем осн. конструктивной модификации — т. н. реакторы корпусного типа. В этой конструкции активная зона располагается внутри цилиндрич. толстостенного металлич. корпуса, находящегося под внутр. давлением. Более 95% реакторов АЭС мира относятся к реакторам такого типа; используются корпусные реакторы для двух наиб. распространённых способов отвода тепла от активной зоны: некипящей водой под давлением (55%) и с кипением воды в активной зоне (45%).

В России реакторы с водой под давлением (ВВЭР) установлены на Кольской, Калининской, Нововоронежской, Балаковской АЭС; их суммарная мощность составляет ≈8,6 млн. кВт. На Ленинградской, Смоленской, Курской и Билибинской АЭС установлены реакторы также с водяным теплоносителем, но т. н. канального типа; их суммарная мощность ≈11 млн. кВт. Они не имеют цилиндрич. корпуса и представляют собой кладку цилиндрич. формы из графитовых блоков, пронизанных вертикальными каналами с ядерным горючим, через к-рые протекает кипящая в них вода.

На Белоярской АЭС мощностью 600 МВт действует быстрый реактор с теплоносителем из жидкого натрия. Этот реактор является первым в мире опытно-промышл. реактором, предназначенным для отработки аспектов будущего широкомасштабного расширенного воспроиз-ва ядерного горючего с использованием замкнутого топливного цикла.

Я. э. обладает и рядом отрицат. черт: наличие сложного топливного цикла, проблема радиоакт. отходов, утечка радиоактивности в окружающую среду и проблема снятия с эксплуатации АЭС. Радиоакт. отходы являются наиб. «неприятной» стороной Я. э. Однако их объём (на единицу электрич. мощности) относительно невелик — в миллионы раз меньше объёма отходов огневой энергетики. Кроме того, накоплен значит. опыт локализации этих отходов (напр., связывание их стеклообразной матрицей и захоронение в глубоких геологич. формациях), наконец, ведутся соответствующие исследования, в т. ч. в рамках и под контролем Международного агентства по атомной энергии (МАГАТЭ), что в совокупности является гарантией надёжного решения проблемы отходов.

Утечку радиоактивности также возможно преодолеть. Многолетние наблюдения за радиац. фоном в непосредств. близости от АЭС при обеспечении нормальных эксплуатац. условий не показали его заметного отличия от естеств. фона или превышения допустимых норм.

Не решённой до конца проблемой Я. э. является снятие с эксплуатации АЭС после истечения их срока службы. В сер. 90-х гг. эта проблема стала актуальной, поскольку проектный срок окончания эксплуатации АЭС первого поколения, т. е. пущенных во 2-й пол. 60-х — 1-й пол. 70-х гг., заканчивается или близок к завершению.

В одном атомном энергоблоке мощностью 1 млн. кВт содержится 500—700 тыс. т строит. материалов и 40—60 тыс. т стационарного оборудования металлоконструкций. Из них не более 1% материалов приобретают повышенную и доли процента — высокую радиоактивность (только последние требуют спец. обращения и локализации). Однако первоочередным этапом решения проблемы является продление срока службы АЭС с первоначального срока ок. 30 лет до 40—60 лет.

Гораздо сложнее оказывается проблема преодоления обществ. неприятия АЭС. В связи с этим в России и западных странах развёрнуты значит. социологич. исследования, направленные на понимание и выработку механизмов, ведущих к социальной приемлемости АЭС. Они включают в себя широкий спектр мероприятий и условий законодательного, финансово-стимулирующего, пропагандистского, образовательного, организационно-управленческого и иного характера.

Лит.: Абагян А. А. [и др.], Состояние и проблемы развития ядерной энергетики в СССР, «Атомная энергия», 1990, т. 69, № 2, с. 67; Энергетика мира: уроки будущего, М., 1992, с. 289; Михайлов В. Н., Атомная энергетика России: реалии и перспективы, «Бюлл. Минатомэнерго», 1994, № 1, с. 3. *Ю. И. Корякин.*

ЯДЕРНОЕ ГОРЮ́ЧЕЕ — делящиеся нуклиды, используемые в *ядерных реакторах* для осуществления *ядерной цепной реакции* деления.

К Я. г. относятся такие нуклиды, к-рые при взаимодействии с нейтронами делятся с испусканием не менее двух нейтронов и, кроме того, обладают ядерно-физ. свойствами, обеспечивающими создание *критической массы* в реальных геом. размерах активной зоны реактора. Требованиям, предъявляемым к Я. г., удовлетворяют чётно-нечётные ядра актиноидов (с чётным числом протонов и нечётным числом нейтронов), в т. ч. природный изотоп ^{235}U, искусств. изотопы ^{233}U, ^{239}Pu, ^{241}Pu, ^{243}Pu, к-рые делятся во всём спектре энергий нейтронов, начиная с тепловых, и способны создавать цепные реакции деления. Чётно-чётные ядра актиноидов (природные изотопы ^{238}U, ^{232}Th, искусств. изотопы ^{232}U, ^{234}U, ^{236}U, ^{240}Pu, ^{242}Pu и др.) могут делиться только на нейтронах с энергией ≈ 1 МэВ и более. Используя эти изотопы, невозможно создать цепную реакцию вследствие низких вероятности деления и ср. выхода нейтронов. Однако в процессе нейтронного захвата эти ядра способны превращаться в делящиеся изотопы. Т. о., открывается реальная возможность воспроизводства Я. г. и возвращения его в топливный цикл (замкнутый топливный цикл).

Наиб. значение для воспроиз-ва Я. г. имеют природные изотопы ^{238}U и ^{232}Th (рис. 1), к-рые при поглощении нейтронов образуют несуществующие в природе изотопы ^{239}Pu и ^{233}U (оборотное Я. г.). Природный уран в осн. состоит из ^{238}U и лишь на 0,714% по массе из изотопа ^{235}U. Природный торий состоит практически полностью из ^{232}Th. Как исходный материал для воспроиз-ва Я. г. изотопы ^{238}U и ^{232}Th получили назв. «топливного сырья». Эффективность воспроиз-ва Я. г. определяется коэф. воспроиз-ва $K_в$, равным отношению кол-ва воспроизведённого Я. г. к кол-ву «выгоревшего» за то же время и существенно зависящим от нейтронного энергетич. спектра реактора. В реакторах на тепловых нейтронах $K_в$ не превышает 0,5—0,8. Повысить кол-во использованного природного урана за счёт воспроиз-ва в тепловых реакторах возможно не более чем на 2% по массе. В реакторах на быстрых нейтронах $K_в > 1$, что обеспечивает расширенное воспроиз-во Я. г. и практически полное использование всего добываемого урана, а в будущем и тория (см. *Реактор-размножитель*).

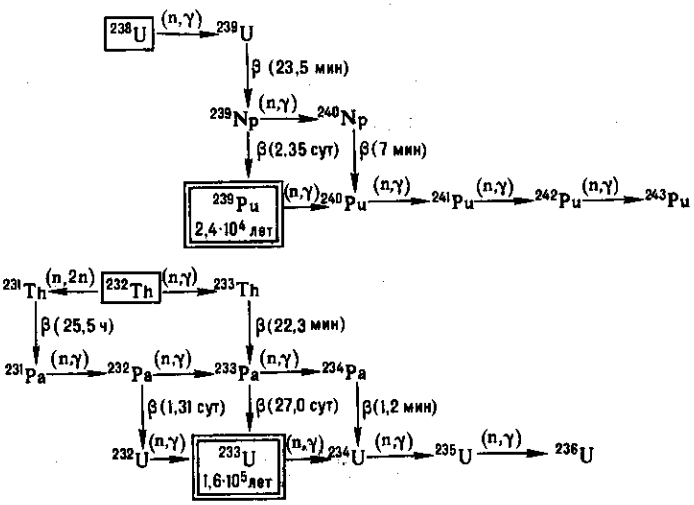


Рис. 1. Цепочки превращений $^{238}U \rightarrow ^{239}Pu$ и $^{232}Th \rightarrow ^{233}U$.

При делении ядер актиноидов выделяется энергия ≈ 200 МэВ на один акт деления. Эта энергия распределяется между разлетающимися осколками ядра и возникающими частицами. Ок. 90% энергии (кинетич. энергия осколков и частиц) превращается в тепловую. В результате деления 1 г ^{235}U выделяется ≈ 1 МВт·сутки энергии. Энергетич. эквивалент 1 г плутония соответствует 1 т нефти.

В земной коре содержится до 10^{14} т урана. Разведанные запасы урановых руд во всём мире, разработка месторождений к-рых экономически оправдана, составляют более 5 млн. т, что по энергетич. эквиваленту в десятки раз превышает запасы угля. Тория в земной коре в 4—5 раз больше, чем урана, однако разведанных запасов его руд не более 2 млн. т. Добыча и переработка урановых и в особенности ториевых руд — трудоёмкий и дорогостоящий процесс в связи с низким содержанием извлекаемых компонентов. Богатой считается руда, содержащая неск. процентов урана, а рентабельность добычи бедных руд при совр. уровне технологий ограничивается содержанием урана 0,02% по массе.

Торий (^{232}Th) как сырьевой материал для получения делящихся ядер ^{233}U пока не нашёл применения по неск. причинам: ^{232}Th не образует богатых месторождений, технология его извлечения из руд сложнее; кроме того, ^{232}Th наряду с ^{233}U даёт изотоп ^{232}U, к-рый при распаде образует γ-активные ядра (^{212}Bi, ^{208}Tl), ухудшающие радиац. свойства Я. г. (рис. 2).

Ядерное топливо. Я. г. в чистом виде в ядерном реакторе использоваться не может из-за низкой темп-ры плавления, хим. активности, коррозионной неустойчивости, высокого уд. энерговыделения и др. причин. Вещество, содержащее делящиеся нуклиды и размещаемое в виде сердечников тепловыделяющих элементов (*ТВЭЛов*) в активной зоне реактора, наз. ядерным топливом. Оно представляет собой радиационно и химически устойчивую композицию. Горючая компонента в топливе составляет сравнительно небольшую часть.

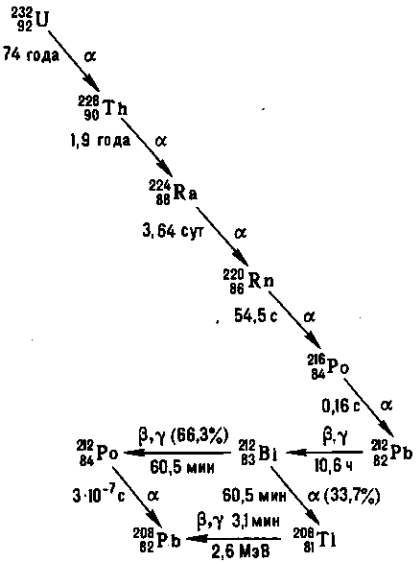


Рис. 2. Цепочка радиоактивного распада ^{232}U.

По хим. составу топливо может быть металлическим (U, Pu, сплавы) либо керамическим, с использованием стойких в реакторных условиях хим. соединений (оксиды, карбиды, нитриды и др.). По степени возрастания коэф. воспроиз-ва ядерное топливо располагается в след. порядке: $(U, Pu)O_2$, (U, Pu)C, (U, Pu)N, сплавы. Преимущества керамич. топлива: высокая темп-ра плавления, совместимость с материалами оболочек ТВЭЛов и теплоносителем. К недостаткам относятся более низкая теплопроводность по сравнению со сплавами, повышенное поглощение нейтронов, низкая прочность и др. В табл. приведены нек-рые свойства топливных материалов при комнатной темп-ре.

Вещество	Плотность, г/см^3	Теплопроводность, Вт/(м·К)	Теплоёмкость, Дж/(моль·К)	Температура плавления, °С
U	19,12	25,0	32,60	1133
Pu	19,86	3,3	32,77	640
Th	11,72	37,6	26,23	1695
UO_2	10,97	8,5	58,31	2800
PuO_2	11,46	6,3	56,17	2390
ThO_2	10,13	14,5	61,76	3300
UC	13,63	26,0	45,14	2525
PuC	13,99	9,0	47,20	1654
ThC	10,65	8,7	45,14	2630
UN	14,32	17,0	47,70	2850
PuN	14,23	8,0	53,35	2589
ThN	11,55	*	39,0	2630

* Не определена.

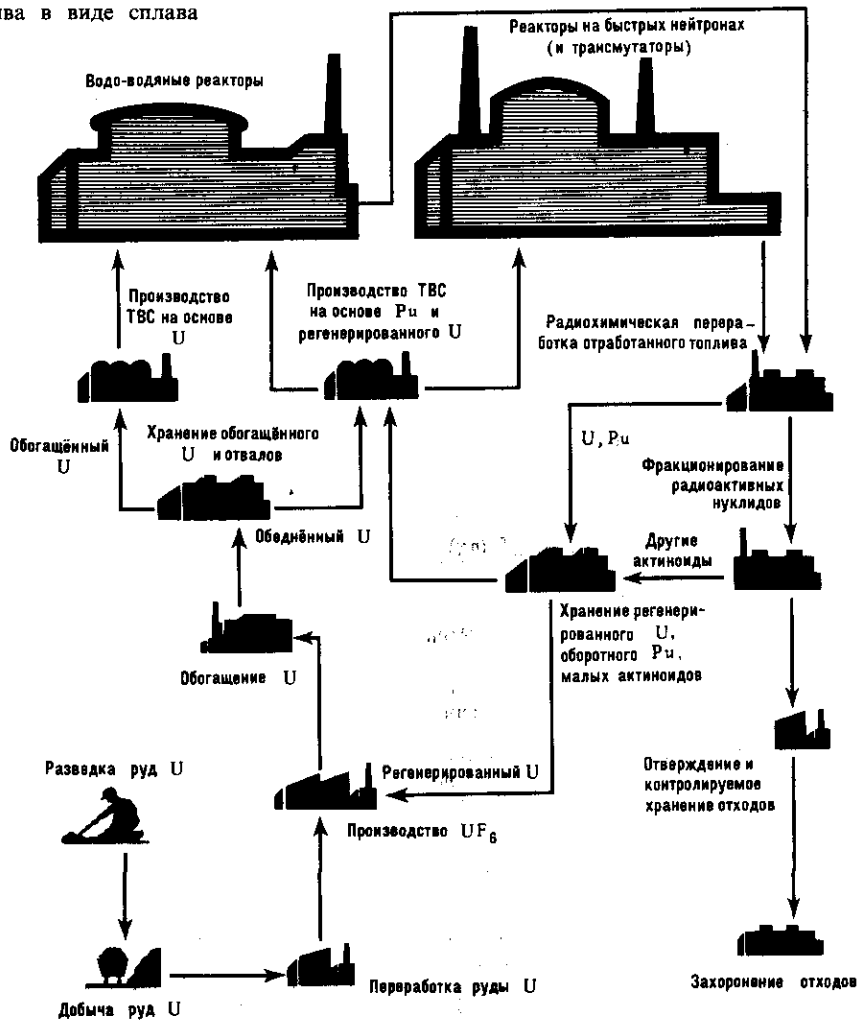
Наиб. широкое применение получило диоксидное топливо. В реакторах с жидкометаллич. охлаждением представляется оптимальным использование нитридного уранового и уран-плутониевого топлива. Изучается также возможность использования металлич. топлива в виде сплава U—Pu—Zr и др. Топливо в ТВЭЛах, как правило, гомогенное. Иногда применяется т. н. дисперсионное, или матричное, топливо, когда крупицы топлива (чаще в виде керамики) включаются в матрицу из инертного (неделящегося) разбавителя, обладающего хорошими ядерными и механическими свойствами и приемлемой теплопроводностью.

Существенное влияние на ресурс работы топлива и ТВЭЛов оказывают неравномерность энерговыделения в активной зоне, определяющаяся искажением нейтронных полей, вносимым регулирующими стержнями (переходные мощностные режимы) и утечкой нейтронов из объёма активной зоны реактора, а также «выгорание» Я. г., соответствующее массовому накоплению осколков в топливе. «Выгорание» Я. г. достигает 2—6% по массе в реакторах на тепловых нейтронах и более 10% — в реакторах на быстрых нейтронах. Оно приводит к существенному изменению свойств топлива: возникает зашлаковывание высокопоглощающими нейтроны нуклидами, носящее нестационарный характер, изменяется кристаллич. структура топлива, снижается темп-ра плавления, изменяются теплофиз. и прочностные характеристики и т. д. Накопление и выход из топлива хим. активных легколетучих элементов приводят к деградации свойств материалов ТВЭЛов. В металлич. топливных композициях накапливающиеся осколки входят в кристаллич. решётку по типу замещения или внедрения с последующим выделением избыточных фаз. При делении ядер элементов, связанных в хим. соединения, освобождаются соответственно O_2, C, N_2, $^3/_4$ из к-рых, соединяясь с осколочными элементами, могут переходить в твёрдый раствор топливной матрицы с последующим выделением избыточных фаз. Особую роль играют газовые осколочные элементы — ксенон и криптон, создающие по мере накопления значит. избыточное давление в порах топливного материала и под оболочкой ТВЭЛа. В результате этих процессов происходит общее «распухание» топливного материала примерно от 0,4 до 2,5% на 1% выгоревших актиноидов в зависимости от условий облучения и типа топливной композиции.

Неравномерность энерговыделения, нестационар. мощностные режимы, формоизменение и деградация свойств топливных материалов — осн. явления, определяющие допустимый уровень напряжений в оболочках и ресурс работы топлива и ТВЭЛов. Дисперсионные металлокерамич. и керметные топливные композиции позволяют повысить ресурс «работоспособности» ТВЭЛов.

Замкнутый ядерный топливный цикл. К числу осн. предприятий ядерного топливного цикла помимо специализир. транспорта относятся рудники и рудоперерабатывающие заводы, произ-ва разделения изотопов урана, произ-ва ТВЭЛов и тепловыделяющих сборок (ТВС) из природного и оборотного горючего, ядерные энергетич. реакторные установки, радиохим. заводы по переработке отработавших ТВЭЛов и топлива и фракционированию радиоизотопов в отходах радиохим. произ-в, установки отверждения отходов временного контролируемого хранения, могильники (рис. 3).

Рис. 3. Урановый и уран-плутониевый замкнутые ядерные топливные циклы.



Отработанное ядерное топливо после извлечения из реактора обладает наведённой активностью в неск. млн. Ки на тонну, обусловленной содержанием 3—10% и более осколочных элементов, в осн. короткоживущих. При хранении в течение 2—4 месяцев его активность падает на два-три порядка, затем спад замедляется. Осн. масса долгоживущих радиоизотопов распадается до уровня естеств. фона за 300—400 лет, после чего может быть захоронена. Относительно небольшая доля радионуклидов (~1%)— малые актиноиды и нек-рые осколки, напр., ^{99}Tc, ^{129}I, ^{150}Gd с периодами полураспада от десятков до сотен тыс. лет и более — длительно сохраняют высокую радиоактивность и не могут быть захоронены в геол. формации Земли. Такие радионуклиды подлежат извлечению при фракционировании отходов и превращению (трансмутации) в делящиеся или короткоживущие изотопы путём облучения в спец. ядерных реакторах. Использование реакторов на быстрых нейтронах позволяет достаточно полно «выжигать» все актиноиды, а также уничтожать актиноиды, накапливающиеся в реакторах на тепловых нейтронах, вследствие эфф. превращения их в делящиеся нуклиды.

Регенерируемый в замкнутом топливном цикле уран при многократном использовании накапливает в заметных кол-вах изотопы ^{234}U, ^{236}U (балласт), снижающие ядерные характеристики топлива, и ^{232}U, ухудшающий его радиац. свойства. Восстановление эксплуатац. характеристик регенерируемого урана возможно путём разделения изотопов с последующей трансмутацией балластных.

Лит.: Уолтер А., Рейнольдс А., Реакторы-размножители на быстрых нейтронах, пер. с англ., М., 1986; Физические величины. Справочник, под ред. И. С. Григорьева, Е. З. Мейлихова, М., 1991; Разработка, производство и эксплуатация ТВЭЛов энергетических реакторов, под ред. Ф. Г. Решетникова, М., 1995. *И. С. Головнин.*

ЯДЕРНОЕ ТОПЛИВО — см. в ст. *Ядерное горючее.*

ЯДЕРНЫЕ МОДЕЛИ — упрощённые подходы к описанию строения атомных ядер, позволяющие простым образом рассчитывать разл. ядерные характеристики. Как правило, Я. м. основаны на упрощениях, допускающих простое матем. описание. Положенная в основу модели картина всегда отражает лишь отд. черты ядер, а сама модель призвана описывать лишь определ. ядерные свойства. Отд. класс образуют т. н. микроскопич. модели, основанные на матем. приближениях, упрощающих решение ур-ний микроскопич. теории ядра. Особый интерес представляют *точно решаемые модели*, к-рые используются для исследования точности разл. приближённых методов.

Нач. период развития ядерной физики связан с формированием и развитием капельной и оболочечной моделей ядра. Эти Я. м. возникли почти одновременно в 30-х гг. 20 в. Они основаны на разл. представлениях и призваны описывать противоположные свойства ядер. В капельной модели ядро рассматривается как непрерывная среда, состоящая из нейтронной и протонной жидкостей и описываемая ур-ниями классич. гидродинамики (отсюда др. назв.— гидродинамич. модель). Плотн. ядерной жидкости почти постоянна внутри объёма капли и резко падает в поверхностном слое, толщина к-рого значительно меньше радиуса капли. Осн. параметры: равновесная плотность безграничной ядерной жидкости ρ_0 ($\simeq$0,16 частиц/Фм^3), *энергия связи* на 1 нуклон μ_0 ($\simeq$16 МэВ) и коэф. поверхностного натяжения σ ($\simeq$1 МэВ/Фм^2); иногда вводят σ_1 и σ_2 для нейтронов и протонов в отдельности. Для учёта зависимости энергии связи ядра от величины нейтронного избытка ($N-Z$; N и Z — соответственно числа нейтронов и протонов в ядре) вводится изовекторный коэф. сжимаемости ядерной материи β ($\simeq$30 МэВ); для учёта конечной сжимаемости ядерного вещества — изоскалярный коэф. сжимаемости (модуль сжатия) K ($\simeq$200 МэВ).

Капельная модель ядра описывает осн. макроскопич. свойства ядер: свойство насыщения, т. е. пропорциональность энергии связи тяжёлых ядер массовому числу $A=N+Z$; зависимость радиуса ядра R от A: $R=r_0A^{1/3}$, где r_0 — практически постоянный коэф. ($\simeq$1,06 Фм) за исключением самых лёгких ядер. Она приводит к *Вайцзекера формуле*, к-рая в среднем хорошо описывает энергии связи ядер. Капельная модель хорошо описывает деление ядер. В сочетании с т. н. оболочечной поправкой (см. ниже) она до сих пор служит осн. инструментом исследования этого процесса.

Оболочечная модель ядра основана на представлении о ядре как о системе нуклонов, независимо движущихся в ср. поле ядра, создаваемом силовым воздействием остальных нуклонов. Эта Я. м. возникла по аналогии с атомной моделью оболочек и первоначально была призвана объяснить обнаруженные экспериментально отклонения от ф-лы Вайцзеккера и существование *магических ядер*, для к-рых N и Z соответствуют наиб. выраженным максимумам энергии связи. В отличие от капельной модели, к-рая практически сразу возникла в законченном виде, оболочечная модель претерпела длит. период поиска оптим. формы потенциала ср. поля $U(r)$, обеспечивающего правильные значения магич. чисел. Решающий шаг был сделан в кон. 40-х гг. М. Гёпперт-Майер (M. Goeppert-Mayer) и Х. Йенсеном (H. Jensen), выяснившими важную роль спин-орбитального слагаемого (U_{SL}) ср. поля. Для центр. части ядра в совр. теории обычно используют потенциал Саксона — Вудса.

Помимо объяснения природы магич. чисел и правильного воспроизведения их значений оболочечная модель качественно описывает и др. характеристики нечётных ядер: спины осн. состояний, магн. моменты, вероятности β-переходов (см. *Бета-распад ядер*) и магн. γ-переходов (см. *Гамма-излучение*) и т. д. Важное место она занимает при описании свойств *деформированных ядер*, в к-рых ср. поле деформировано (гл. обр. квадрупольно).

В усовершенствованных вариантах оболочечной модели помимо ср. поля вводится т. н. остаточное взаимодействие между нуклонами, к-рое добавляет к основной, одночастичной компоненте волновой ф-ции ядра более сложные, многочастичные компоненты (конфигурации). Многочастичная оболочечная модель в лёгких ядрах ($A\leqslant40$) лучше описывает эксперим. данные. Однако с ростом числа частиц в ядре резко растут вычислит. сложности её применения, поэтому для более тяжёлых ядер используются разл. приближения — упрощения при выборе остаточного взаимодействия и ограничения пространства состояний. Напр., в т. н. приближении случайной фазы пространство состояний «ограничено простейшими возбуждёнными» состояниями типа частица — дырка. Др. пример — модель одного j-уровня с монопольным остаточным взаимодействием (модель Липкина). Большую роль в развитии ядерной физики сыграла модель квадруполь-квадрупольного взаимодействия. Известна многочастичная оболочечная модель с квадрупольным остаточным взаимодействием и ср. полем гармонич. осциллятора. Её гамильтониан обладает $SU(3)$-инвариантностью и допускает точное решение методами теории групп.

Важная часть остаточного взаимодействия — сильное притяжение в состоянии пары нуклонов с полным угл. моментом $J=0$ и спином $S=0$, приводящее к *сверхтекучести атомных ядер*. Гипотеза ядерной сверхтекучести была высказана О. Бором (A. Bohr) и Дж. Валатином (J. G. Valatin) (1958) сразу после появления теории *сверхпроводимости*. Почти одновременно была разработана *сверхтекучая модель атомных ядер* и изучены её следствия: появление щели в спектре одночастичных возбуждений ядер, уменьшение моментов инерции деформир. ядер по сравнению с их значением для «твёрдых» ядер и др.

Одна из самых старых Я. м., сохранивших своё значение,— *нуклонных ассоциаций модель* (кластерная модель). Эта модель возникла во 2-й пол. 30-х гг., когда были систематизированы данные об энергиях связи лёгких ядер и была обнаружена повыш. устойчивость т. н. α-частичных ядер, имеющих равное и чётное число нейтронов и протонов. К их числу относятся ^{8}Be, ^{12}C, ^{16}O и т. д. Мн. возбуждённые состояния ядер с большой вероятностью распадаются с испусканием α-частиц. Дж. А. Уилер (J. Wheeler) в 1937 предположил, что «α-частичное» ядро

состоит из α-частичных кластеров (в простейшем варианте — α-частиц). Эффекты α-частичных корреляций проявляются систематически лишь в ядрах с $A \leqslant 40$. В более тяжёлых ядрах имеются лишь отдельные и незначительные проявления этих эффектов. В лёгких ядрах возможно образование и др. кластеров. Так, в нек-рых случаях ядро ^{6}Li можно рассматривать как 2-частичную систему α+d (хотя бо́льшую точность имеет описание этого ядра как системы α+n+p).

Большую роль в понимании природы низколежащих возбуждений ядер сыграла коллективная модель ядра [О. Бор, Б. Моттельсон (A. Bohr, B. R. Mottelson), 1952], возникшая на основе представлений капельной модели. Согласно последней, ядро имеет чётко определ. границу, к-рая в сферич. ядре задаётся радиусом R. В деформир. ядре поверхность задаётся ф-цией $R(\theta, \varphi)$ в сферич. системе координат. Возбуждения ядер интерпретируются как динамич. деформация поверхности, т. е. ф-ция $R(\theta, \varphi)$ предполагается зависящей от времени t:

$$R(\theta, \varphi) = R_0 \left[1 + \sum_{LM} \alpha_{LM}(t)\, Y_{LM}(\theta, \varphi)\right]. \qquad (1)$$

Здесь α_{LM} — коэф. разложения $R(\theta, \varphi)$ в ряд по сферич. гармоникам $Y_{LM}(\theta, \varphi)$ — рассматриваются как динамич. переменные (коллективные координаты). Далее вводятся канонически сопряжённые координатам α_{LM} коллективные импульсы π_{LM} и конструируется коллективный гамильтониан $H_{\text{кол}}(\alpha, \pi)$. В простейшем варианте для $H_{\text{кол}}$ используются адиабатич. и гармонич. приближения:

$$H_{\text{кол}}^{\text{гарм}} = \sum_{LM} \frac{1}{2}\left(B_{LM}\dot{\alpha}_{LM}^2 + C_{LM}\alpha_{LM}^2\right). \qquad (2)$$

Здесь B_{LM} и C_{LM} — массовый коэф. и жёсткость колебания LM. В этом приближении все колебания независимы. В сферич. ядре, в силу симметрии, параметры $B_{LM} = B_L$ и $C_{LM} = C_L$. Частоты и вероятности L-го колебания даются ф-лами: $\omega_L = \sqrt{C_L/B_L}$; $B(E, L) = \frac{2L+1}{2\omega_L B_L}\left(\frac{3Z}{4\pi} R^{L-1}\right)^2$. Для деформир. ядра возникает зависимость вероятности колебания от направления. Так, рассматривают два вида квадрупольных ($L=2$) колебаний: β-колебания и γ-колебания. В большинстве случаев амплитуда коллективных колебаний не может считаться малой, что приводит к нарушению гармонич. приближения (2), и к этому выражению необходимо добавлять ангармонич. члены ($\sim\alpha^3$, $\sim\alpha^4$), отвечающие взаимодействию колебаний различных мультипольностей.

В т. н. модели взаимодействующих бозонов гамильтониан содержит ряд параметров (до 8), к-рые в каждом ядре выбираются отдельно. При этом удаётся количественно описать всю ниж. часть спектра ядер (до 2—3 МэВ) и вероятности квадрупольных переходов между этими состояниями. В разл. предельных случаях эта теория описывает как сферич. ядра с типично вибрац. спектром, так и деформир. ядра с вращат. спектром (см. *Вращательное движение ядра*), а также (самые трудные для теории) ядра переходных областей.

Почти одновременно с коллективной моделью Бором и Моттельсоном была сформулирована *обобщённая модель ядра*, в к-рой объединяются черты капельной и оболочечной моделей и рассматривается взаимодействие коллективных и одночастичных степеней свободы. Для описания более высоких возбуждений (выше энергии отделения нуклона), для к-рых характерны большая густота уровней и сложная структура большинства состояний, используется *статистическая модель ядра*. Она оперирует обычными понятиями статистич. физики: темп-рой, плотностью уровней, энтропией, флуктуациями и т. п. Эти характеристики ядер широко используются при описании *ядерных реакций*.

Тесно связаны с Я. м. и нек-рые др. теории ядерных реакций. Так, *оптическая модель ядра*, используемая для описания упругого рассеяния нуклонов на ядрах, может рассматриваться как распространение оболочечной модели на состояния непрерывного спектра. Фазы рассеяния находятся решением ур-ния Шрёдингера для частицы в комплексном («оптич.») потенциале. Его действительная часть имеет тот же смысл, что и потенциал ср. поля в оболочечной модели, а мнимая часть описывает «поглощение» нуклона ядром, т. е. процессы превращения одночастичного состояния в состояния более сложной природы. По аналогии с рассеянием нуклонов оптич. модель применяется и для описания упругого рассеяния на ядрах более сложных частиц (дейтроны, ядра ^{3}H, ^{3}He, α-частицы). В этом случае точность описания дифференц. сечений рассеяния хуже, чем в случае нуклонов. Оптич. модель и её модификации для описания неупругого рассеяния и простейших ядерных реакций (метод искажённых волн) описывают т. н. *прямые ядерные реакции*, происходящие с характерными ядерными временами $\sim 10^{-22}$—10^{-23} с. Противоположный случай описывается моделью *составного ядра*, к-рая тесно связана со статистич. моделью.

Многие Я. м. находят своё обоснование и уточнение в микроскопич. теории ядра. Так, оболочечная модель выступает как упрощённый вариант квазичастичного подхода в теории конечных ферми-систем. Самосогласованные подходы в теории ядра (*Хартри — Фока метод* с эфф. силами и самосогласованная теория конечных ферми-систем) воспроизводят мн. результаты модели жидкой капли и коллективной модели ядра. Модель нуклонных ассоциаций может рассматриваться как вариант вариационного метода в теории ядра. Тем не менее нек-рые Я. м. не утратили своего значения, т. к. более строгие подходы часто встречаются с большими, иногда непреодолимыми вычислит. трудностями.

Лит.: Бор О., Моттельсон Б., Структура атомного ядра, пер. с англ., т. 1—2, М., 1971—77; Вильдермут К., Тан Я., Единая теория ядра, пер. с англ., М., 1980; Нуклонные ассоциации в атомных ядрах и ядерные реакции многонуклонных передач, К., 1988.

Э. Е. Саперштейн.

ЯДЕРНЫЕ РЕА́КЦИИ — процессы, идущие при столкновении ядер или элементарных частиц с др. ядрами, в результате к-рых изменяются квантовое состояние и нуклонный состав исходного ядра, а также появляются новые частицы среди продуктов реакции. Я. р. позволяют исследовать механизм взаимодействия частиц и ядер с ядрами. Это осн. метод изучения структуры ядра (см. *Ядро атомное*), получения новых изотопов и элементов. Для осуществления Я. р. необходимо сближение частиц (нуклона и ядра, двух ядер и т. д.) до расстояния $\sim 10^{-13}$ см, или до ~ 1 ферми (радиус сильного взаимодействия), между частицей и поверхностью ядра или между поверхностями ядер. При больших расстояниях взаимодействие заряж. частиц чисто кулоновское. В Я. р. выполняются законы сохранения энергии, импульса, угл. момента, электрич. и барионного зарядов (см. *Барионное число*). Я. р. обозначаются символом a (b, c) d, где a — исходное ядро-мишень, b — налетающая частица, c — новая вылетающая частица, d — результирующее ядро.

Я. р. идут как с выделением, так и с поглощением энергии. Энергия, выделяемая или поглощаемая в реакции, равна разности масс (в энергетич. единицах) частиц до и после реакции. Величина поглощаемой энергии определяет мин. кинетич. энергию столкновения — т. н. порог реакции, при к-рой данная Я. р. может протекать. Величина порога Я. р. зависит от характеристик частиц, участвующих во взаимодействии (в первую очередь от зарядов и орбитальных моментов). На нач. этапе Я. р. сталкивающиеся частицы находятся в нек-ром квантовом состоянии, определяющем входной канал Я. р. Выходной канал задаётся составом и квантовым состоянием продуктов реакции.

Осн. источник бомбардирующих заряж. частиц — *ускорители заряженных частиц*, дающие пучки протонов, лёгких ядер (d, ^{3}He и т. п.) и тяжёлых ионов (вплоть до ядер U). Др. источник частиц, как заряженных, так и нейтральных, — Я. р. в мишени, вызываемые первичными пучками. Этим методом получают вторичные пучки γ-квантов, нейтронов, *пи-мезонов*, *К-мезонов*, *антипротонов* и др. Кроме

того, медленные нейтроны и γ-кванты получают, используя *ядерные реакторы*.

Сечение Я. р. Для фиксир. налетающих частиц и ядер мишени возможно неск. типов Я. р. Вероятность протекания той или иной из них зависит от характеристик сталкивающихся частиц (в первую очередь от их кинетич. энергии) и связана с сечением реакции — величиной эфф. площади, характеризующей ядро как мишень для налетающей частицы и являющейся мерой вероятности того, что частица и ядро вступят во взаимодействие. Если в Я. р. участвуют частицы с ненулевыми спинами, то сечение зависит от ориентации спинов. Поэтому если налетающие частицы или частицы мишени поляризованы (см. *Ориентированные ядра*), т. е. их спины ориентированы не хаотично, а частично упорядочены, то сечение будет зависеть от ориентации спинов. Количественно ориентация спинов частиц пучка описывается вектором поляризации (см. *Поляризационные эффекты*). В экспериментах не всегда можно непосредственно измерять сечение реакции. Непосредственно измеряемой величиной является т. н. выход реакции — число зарегистрир. вторичных частиц — продуктов Я. р.

Механизмы Я. р. Характер взаимодействия налетающей частицы с ядром зависит от её кинетич. энергии, массы, заряда и др. характеристик. Он определяется теми степенями свободы ядра (ядер), к-рые возбуждаются в ходе столкновения. Различие между Я. р. включает и их разл. длительность. Если налетающая частица лишь касается ядра-мишени, а длительность столкновения приблизительно равна времени, необходимому для прохождения налетающей частицей расстояния, равного радиусу ядра-мишени (т. е. составляет $\sim 10^{-22}$ с), то такие Я. р. относят к классу прямых Я. р. Общим для всех *прямых ядерных реакций* является селективное возбуждение небольшого числа определ. состояний (степеней свободы). В прямом процессе после 1-го столкновения налетающая частица имеет достаточную энергию, чтобы преодолеть ядерные силы притяжения, в область действия к-рых она попала. Примерами прямого взаимодействия являются *неупругое рассеяние нейтронов* (n, n′), реакции обмена зарядом, напр. (p, n). Сюда же относят процессы, когда налетающий нуклон и один из нуклонов ядра связываются, образуя дейтрон, к-рый вылетает, унося почти всю имеющуюся энергию [т. н. реакция подхвата (p, d)], или когда ядру передаётся нуклон из налетающей частицы [реакция срыва, напр. (d, p)]. Продукты прямых Я. р. летят преим. вперёд.

Вклад прямых процессов в полное сечение взаимодействия налетающей частицы с ядром-мишенью относительно мал. Угл. распределения продуктов прямых Я. р. (зависимость вероятности вылета от угла, отсчитанного от направления пучка) позволяют определить квантовые числа селективно заселяемых состояний в каждой конкретной Я. р., а величина сечения при заданной энергии — структуру этих состояний.

Если падающая частица (напр., нуклон) не покидает область взаимодействия (ядро-мишень) после первого столкновения, то она вовлекается в каскад последоват. столкновений, в результате к-рых её нач. кинетич. энергия постепенно распределяется среди нуклонов ядра и возбуждёнными оказываются мн. степени свободы, а состояние ядра постепенно усложняется. В ходе этого процесса на отд. нуклоне или группе нуклонов (кластере) может сконцентрироваться энергия, достаточная для их эмиссии из ядра. Такая эмиссия происходит до установления равновесия в ядре и поэтому наз. предравновесной. Угол испускания ещё может оставаться сильно скоррелированным с направлением падающего на мишень пучка.

В процессе дальнейшей релаксации наступает статистич. равновесие и образуется *составное ядро* (компаунд-ядро), время жизни к-рого $\sim 10^{-14}$—10^{-18} с. Распад составного ядра не зависит от способа его образования. Тип распада определяется энергией возбуждения, угл. моментом, *чётностью* и *изотопическим спином* ядра. Энергетич. спектр частиц, испускаемых в процессе девозбуждения составного ядра, характеризуется максвелловской формой и симметричным распределением «вперёд — назад» относительно пучка (в системе центра инерции). В случае распада средних и тяжёлых составных ядер вероятность испускания нейтронов значительно превышает вероятность эмиссии заряж. частиц, вылету к-рых препятствует кулоновский барьер ядра. В тяжёлых ядрах с испусканием нейтронов конкурируют процессы *деления ядер* и *альфа-распада*.

Реакции под действием нейтронов наиб. вероятны в области низких энергий налетающих нейтронов. Отсутствие у нейтрона электрич. заряда позволяет ему беспрепятственно проникать в ядро при сколь угодно малых энергиях и вызывать Я. р. При этом сечения реакций изменяются от Мб до мб (1 барн $= 10^{-28}$ м^2). В случае медленных нейтронов осн. процессом для большинства ядер является *радиационный захват* нейтрона (n, γ) с образованием составного ядра. Сечение процесса имеет резонансный характер. С увеличением энергии нейтрона вероятность его радиац. захвата падает, а сечение упругого рассеяния увеличивается (см. *Нейтронная физика*). В реакциях последоват. радиац. захвата нейтронов (напр., в реакторах) образуются *трансурановые элементы*. При последующем росте энергии нейтрона становятся возможными процессы неупругого рассеяния нейтронов с возбуждением низколежащих состояний ядра-мишени малой энергии, а также реакции деления ядер (n, f) и реакции с вылетом заряж. частиц (n, p) и (n, α). Дальнейшее увеличение энергии нейтрона приводит к реакции типа (n, 2n), (n, np). Для медленных нейтронов важны их волновые свойства. Если энергия нейтрона $\approx 0{,}025$ эВ, то длина *волны де Бройля* $\sim 10^{-8}$ см и соизмерима с межатомными расстояниями в твёрдом теле. В этих условиях может наблюдаться *дифракция нейтронов*, к-рая используется для изучения строения твёрдых тел (см. *Нейтронография*).

Реакции под действием заряженных частиц (p, d, t, α,...). Осн. процессами здесь также являются упругое и неупругое рассеяния, радиац. захват, реакции (p, n), (n, α), (p, f) и др. Отличия от Я. р., вызванных нейтронами, связаны с зарядом частиц. Вероятность Я. р. (сечение) заметно отличается от 0, начиная с энергии, при к-рой проницаемость кулоновского барьера достаточно велика. С увеличением заряда растёт высота *кулоновского барьера ядра*. В упругом рассеянии существ. вклад в сечение даёт кулоновское взаимодействие.

На характер реакций с участием *дейтрона* большое влияние оказывают его структурные особенности — малая энергия связи ($\sim 2{,}23$ МэВ), относительно большой (по сравнению с близкими по массовому числу A ядрами) радиус ($4 \cdot 10^{-13}$ см). Дейтрон в Я. р. легко расщепляется, и с ядром-мишенью взаимодействует только один из его нуклонов. Доминирующий механизм реакции — прямой. Однако во мн. случаях дейтрон ведёт себя аналогично др. заряж. частицам и с большой вероятностью испытывает упругое и неупругое рассеяния, вызывает реакции (d, t), (d, α) и др. В основе *управляемого термоядерного синтеза* лежат реакции

$$d + d \rightarrow {}^3He + n;\ d + d \rightarrow t + p;$$

$$d + t \rightarrow {}^4He + n.$$

Кроме упругого и неупругого рассеяний важный тип Я. р. представляют квазиупругие процессы (p, p′), (^{3}He, t) и др., когда вылетевшая частица по своим характеристикам (в т. ч. и энергии) мало отличается от падающей. Если налетающая и вылетающая частицы обмениваются зарядом, то в квазиупругих реакциях при энергиях ~ 100 МэВ на нуклон наблюдаются т. н. зарядово-обменные резонансы. Исследования этих процессов дают информацию о взаимодействии нуклонов в ядрах и свойствах ядерных мезонных полей (см. *Мезоны*). При теоретич. описании квазиупругих процессов часто используют понятия оптики. В этом случае рассеяние частицы на ядре, состоящем из мн. нуклонов, трактуют как прохождение падающей волны через среду, оптич. свойства к-рой определяются потенциалом, параметры к-рого подбираются из условия соответствия расчётных и эксперим. данных. Аналоги таких оптич. явлений, как дифракция, также обнару-

живаются в рассеянии лёгких ядер ($2 < Z < 12$) на ядрах (см. *Оптическая модель ядра*).

Реакции под действием электронов и мюонов. Взаимодействие электронов и мюонов с ядрами носит электромагн. характер (см. *Электромагнитное взаимодействие*). Это позволяет использовать мюоны для выявления распределения заряда в ядрах, получения информации об угл. моментах, вероятностях разл. переходов, спиновых возбуждениях. Электроны могут испытывать упругое и неупругое рассеяния на ядрах. Если энергия электронов достаточна, то идут процессы выбивания протонов из ядра (e, p). Взаимодействие мюонов с ядрами происходит через захват мюона с орбиты мюонного атома. Захвату предшествуют торможение мюона в веществе и захват на далёкую мюонную орбиту. При этом образуется *мюонный атом*.

Реакции под действием пионов (π^-), каонов (K^-) и антипротонов ($\bar{p}$). При взаимодействии этих частиц с кулоновским полем ядра атома происходят их захват и образование т. н. экзотических атомов (см. *Адронные атомы*), а затем поглощение ядром. Изучение рентг. спектров адронных атомов позволяет получить сведения как о распределении плотности заряда в ядре, так и о свойствах самих отрицательно заряженных частиц, заменивших электрон в атоме.

Реакции под действием γ-квантов. Осн. источник γ-квантов — *тормозное излучение*, имеющее непрерывный спектр. При энергиях γ-квантов ~10 МэВ энергетич. зависимость сечения их поглощения ядром характеризуется широким максимумом (см. *Гигантские резонансы*). При бо́льших энергиях идут процессы выбивания нуклонов из ядра, напр. (γ, n), фрагментация нуклонов в ядре и фоторождение пионов (γ, π). В делящихся ядрах с большой вероятностью идёт реакция фотоделения (γ, f). В области энергий γ-квантов, бо́льших неск. десятков МэВ, фотоделение ядер становится возможным практически для всех элементов. Фотоделение ядер в области промежуточных энергий (~100 МэВ) практически всегда сопровождается вылетом достаточно большого числа нейтронов и лёгких ядерных фрагментов.

Реакции с тяжёлыми ионами. В случае тяжёлых ионов во взаимодействие вовлекаются большие массы, во входном канале реализуются очень большие угл. моменты, а длина волны де Бройля λ мала по сравнению с характерными размерами области взаимодействия ядер. Напр., в реакции U+U при энергии налетающего иона ~7 МэВ на нуклон орбитальный угловой момент достигает 600 $\hbar$, а $\lambda \approx 4 \cdot 10^{-13}$ см. Малость λ означает, что с хорошей точностью можно говорить о движении взаимодействующих ядер по траектории. Ядра при этом обмениваются нуклонами, энергией, изменяют форму, что, в свою очередь, влияет на их движение по траектории. Представление о движении по траектории удобно использовать для классификации Я. р. с тяжёлыми ионами.

В зависимости от величины прицельного параметра b (расстояния, на к-ром частица прошла бы мимо центра ядра-мишени, если бы взаимодействие отсутствовало) осуществляются Я. р. разного типа. При больших значениях прицельного параметра сталкивающиеся ядра A_1, A_2 оказываются вне области действия ядерных сил — взаимодействие чисто кулоновское: либо упругое рассеяние, либо *кулоновское возбуждение ядра*. При касательных столкновениях ядер A_1, A_2 ($b \geqslant b'$) идут только прямые реакции (рис. *а*). При ещё меньших значениях b ($b_{кр} \leqslant b \leqslant b'$) наблюдаются глубоко неупругие столкновения (рис. *б*). Для них характерны большая величина потерь кинетич. энергии, к-рая переходит во внутр. энергию возбуждения ядер, большие ширины массовых и зарядовых распределений. Кинетич. энергия ядер в выходном канале приближённо равна их энергии кулоновского отталкивания. Максимумы проинтегрированных по энергии и углу зарядовых распределений продуктов реакции располагаются около значений зарядов сталкивающихся ядер. Различным парциальным волнам, к-рые дают вклад в глубоко неупругие столкновения, отвечают разные времена взаимодействия и вследствие этого разные углы отклонения налетающего ядра. Поэтому исследование корреляций характеристик реакций с угл. распределениями даёт информацию о развитии процесса во времени. При глубоко неупругих столкновениях формируется двойная ядерная система, к-рая живёт приблизительно 10^{-20} с, а затем распадается на 2 фрагмента: A'_1, A'_2, не достигая состояния статистич. равновесия.

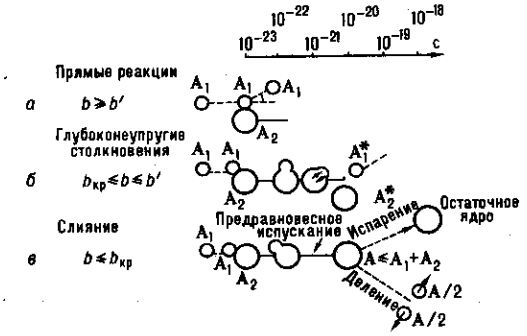


Рис. Классификация реакций с тяжёлыми ионами по значению прицельного параметра b и времени протекания реакции.

При значениях $b \leqslant b_{кр}$ ядра сближаются настолько, что становятся возможными процессы слияния ядер (рис. *в*). Образовавшееся при слиянии составное ядро эволюционирует в направлении статистич. равновесия. Процесс, как правило, заканчивается или испарением лёгких частиц и образованием остаточного ядра, или делением на 2 осколка A/2. Реакции слияния перспективны в связи с возможностью синтеза в этом процессе сверхтяжёлых элементов (см. *Трансурановые элементы*). Доля столкновений, ведущих к образованию составного ядра, зависит от произведения зарядов сталкивающихся ядер Z_1, Z_2. Если $Z_1 \cdot Z_2 > 2000$, то эта доля становится малой.

При анализе Я. р. с тяжёлыми ядрами принято выделять реакции квазиделения. Они заполняют переходную область между глубоконеупругими столкновениями и реакциями слияния. Для продуктов квазиделения характерны полная релаксация кинетич. энергии и типичные для деления угл. распределения. Однако в отличие от реакций слияния, к-рые проходят стадию составного ядра, форма системы не успевает стать равновесной до момента развала на 2 фрагмента.

Лит.: Вайскопф В., Статистическая теория ядерных реакций, пер. с англ., М., 1952; Лейн А., Томас Р., Теория ядерных реакций при низких энергиях, пер. с англ., М., 1960; Ситенко А. Г., Теория ядерных реакций, М., 1983; Валантэн Л., Субатомная физика: ядра и частицы, пер. с франц., т. 2, М., 1986; см. также *лит.* при ст. *Прямые ядерные реакции.*

Р. В. Джолос, С. П. Иванова.

ЯДЕРНЫЕ СИ́ЛЫ — силы взаимодействия между нуклонами; обеспечивают бо́льшую величину энергии связи ядер по сравнению с др. системами. Я. с. являются наиб. важным и распространённым примером *сильного взаимодействия* (СВ). Когда-то эти понятия были синонимами и сам термин «сильное взаимодействие» был введён для подчёркивания огромной величины Я. с. по сравнению с др. известными в природе силами: эл.-магн., слабыми, гравитационными. После открытия π-, ρ- и др. мезонов, гиперонов и др. *адронов* термин «сильное взаимодействие» стали применять в более широком смысле — как взаимодействие адронов. В 1970-х гг. *квантовая хромодинамика* (КХД) утвердилась как общепризнанная микроскопич. теория СВ. Согласно этой теории, адроны являются составными частицами, состоящими из *кварков* и *глюонов*, а под СВ стали понимать взаимодействие этих фундам. частиц.

С др. стороны, Я. с. как силы взаимодействия между нуклонами включают не только СВ, но и эл.-магн., слабое и гравитац. взаимодействия нуклонов. С точки зрения совр. теории, эл.-магн. и слабое взаимодействия являются

проявлениями одного, более фундаментального, *электрослабого взаимодействия*. Однако при тех пространственно-временны́х масштабах ($\sim 10^{-13}$ см, $\sim 10^{-23}$ с), с к-рыми обычно имеют дело в атомных ядрах, единая природа эл.-магн. и слабых сил практически не проявляется и их можно рассматривать как независимые. Эти взаимодействия, будучи гораздо слабее СВ, в большинстве ядерных процессов малосущественны, но возможны ситуации, когда их роль становится определяющей. Так, эл.-магн. взаимодействие (наиб. существ. часть к-рого — кулоновское отталкивание между протонами), в отличие от СВ, является дальнодействующим. Поэтому обусловленная им положит. кулоновская энергия ядра растёт с увеличением числа частиц A в ядре быстрее, чем отрицат. часть ядерной энергии, обусловленная СВ. В результате тяжёлые ядра становятся при больших A нестабильными — сначала по отношению к делению (см. *Деление ядер*), а затем и абсолютно нестабильными. Со *слабым взаимодействием* нуклонов связано такое явление, как несохранение чётности в нуклон-нуклонном рассеянии и в др. ядерных явлениях (см. *Несохранение чётности в ядрах*). Гравитац. силы, действующие между нуклонами, пренебрежимо малы во всех ядерных явлениях и существенны только в астрофиз. условиях (см. *Нейтронные звёзды*).

Основой Я. с. является сильное взаимодействие нуклонов. Сильное взаимодействие нуклонов в ядрах отличается от взаимодействия свободных нуклонов, однако последнее является фундаментом, на к-ром строится вся ядерная физика и теория Я. с. Это взаимодействие обладает *изотопической инвариантностью*. Суть её в том, что взаимодействие между 2 нейтронами, 2 протонами или между протоном и нейтроном в одинаковых квантовых состояниях одинаково. Поэтому можно говорить о взаимодействии между нуклонами, не уточняя, о каких нуклонах идёт речь (см. также *Изотопическая инвариантность* ядёрных сил). Я. с. являются короткодействующими (радиус их действия $\sim 10^{-13}$ см) и обладают свойством насыщения, к-рое заключается в том, что с увеличением числа нуклонов в ядре уд. энергия связи нуклонов остаётся примерно постоянной (рис. 1). Это приводит к возможности существования *ядерной материи*.

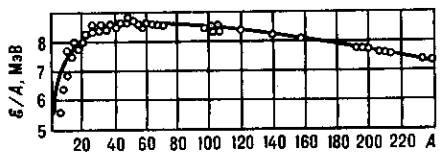


Рис. 1.

Поскольку нуклоны в ядре движутся, как правило, со сравнительно небольшими скоростями (в 3—4 раза меньше скорости света), то для построения модели СВ нуклонов в ядрах можно пользоваться нерелятивистской теорией и приближённо описывать его потенциалом, к-рый является ф-цией расстояния r между нуклонами. В отличие от кулоновского и гравитац. потенциалов, обратно пропорциональных расстоянию, потенциал Я. с. зависит от r гораздо сложнее. Кроме того, потенциал Я. с. зависит от спинов нуклонов и орбитального момента L относительного движения нуклонов.

Нерелятивистский потенциал Я. с. содержит неск. компонентов: центральный V_C, тензорный V_T, спин-орбитальный V_{LS} и квадратичный спин-орбитальный потенциал V_{LL}. Наиб. важный из них — центральный — является комбинацией сильного отталкивания на малых расстояниях (т. н. отталкивательный кор) и притяжения — на больших (см. рис. к ст. *Ядерная материя*). Существуют модели СВ нуклонов с бесконечным («жёстким») кором (напр., феноменологич. потенциал Хамады — Джонстона), а также более реалистич. модели с конечным («мягким») кором (напр., потенциал Рейда, рис. 2). С кон. 1950-х гг. было предпринято множество попыток построения потенциала Я. с. на основе полевой теории мезон-нуклонного взаимодействия. Очевидные трудности такой теории связаны с большой силой взаимодействия и неприменимостью теории возмущений и основанных на ней методов. Весьма популярен полуфеноменологич. потенциал «однобозонного обмена», основанный на представлениях мезон-нуклонной полевой теории, но использующий простейшую модель одномезонного обмена. При этом оказалось, что для описания притяжения на промежуточных расстояниях необходимо помимо известных *мезонов* π, ρ, ω, ... вводить также обмен несуществующим σ-мезоном, к-рый интерпретируют как эфф. учёт обмена двумя π-мезонами. Константы мезон-нуклонного взаимодействия рассматривались как феноменологич. параметры, к-рые подбирались так, чтобы потенциал описывал эксперим. фазы нуклон-нуклонного рассеяния. За короткодействующее отталкивание оказались ответственными ω- и ρ-мезоны, а за дальнодействующее притяжение — *пи-мезон*. Член однопионного обмена вносит вклад в центральный и тензорный потенциалы:

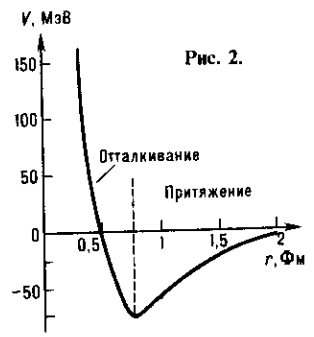


Рис. 2.

$$V_C^{\pi} = \frac{1}{3}\frac{f_{\pi NN}^2}{\hbar c} m_\pi c^2 \frac{\exp(-r/\lambda)}{r/\lambda}(\boldsymbol{\sigma}_1\boldsymbol{\sigma}_2), \qquad (1)$$

$$V_T^{\pi} = \frac{1}{3}\frac{f_{\pi NN}^2}{\hbar c} m_\pi c^2 \left(1+\frac{3}{r/\lambda}+\frac{3}{(r/\lambda)^2}\right)\frac{\exp(-r/\lambda)}{r/\lambda}(\boldsymbol{\sigma}_1\boldsymbol{r})(\boldsymbol{\sigma}_2\boldsymbol{r}), \qquad (2)$$

где $f_{\pi NN}$ — константа пион-нуклонного взаимодействия, m_π — масса пиона, $\lambda = \hbar c/m_\pi c^2 = 1{,}4$ Фм — *комптоновская длина волны* пиона, а $\boldsymbol{\sigma}_1$, $\boldsymbol{\sigma}_2$ — спиновые *Паули матрицы*. Как видно из выражений (1), (2), потенциал однопионного обмена экспоненциально спадает на расстоянии порядка комптоновской длины пиона. Др. члены потенциала однобозонного обмена имеют такого же типа экспоненц. факторы, но с комптоновскими длинами соответствующих бозонов, к-рые в неск. раз меньше пионной. На таких расстояниях обмен неск. пионами может быть столь же существенным, как и обмен одним тяжёлым мезоном. Это объясняет, почему члены, отвечающие обмену тяжёлыми мезонами, воспринимаются как полуфеноменологические. В то же время вид потенциала Я. с. на больших расстояниях, без сомнения, описывается выражениями (1), (2). Такой асимптотич. вид имеют и все без исключения феноменологич. потенциалы. В настоящее время наиб. точными считают т. н. парижский и боннский потенциалы, к-рые сочетают черты феноменологич. потенциалов с мягким кором и потенциала однобозонного обмена.

Совр. представления о природе СВ, основанные на КХД, поставили задачу расчёта потенциала СВ нуклонов в рамках КХД, но она пока не решена, поскольку не решена и более простая задача о построении теории одного нуклона. Существует неск. *кварковых моделей* адронов, из к-рых наиб. известна модель мешков в разл. вариантах. Она позволяет качественно понять природу отталкивательного кора, оценить его радиус и высоту, но не позволяет рассчитать вид потенциала на больших расстояниях. Под большим вопросом, с точки зрения КХД, оказывается статус мезонов (за исключением π-мезона) в формировании потенциала СВ нуклонов: обмен тяжёлыми мезонами между нуклонами происходит на столь малых расстояниях, что их кварк-глюонная природа становится существенной. Особое место в КХД-теории СВ принадлежит π-мезону. Согласно совр. представлениям, он интерпретируется как коллективное возбуждение вакуума, состоящее из большого числа кварк-антикварковых пар (*голдстоуновский бозон*, связанный со спонтанным наруше-

нием в КХД *киральной симметрии*). Поэтому в большинстве совр. моделей все остальные адроны считают состоящими из небольшого числа кварков (антикварков, глюонов), а π-мезон вводят дополнительно как независимую частицу. С такой точки зрения понятен статус потенциалов (1), (2) как описывающих «хвост» потенциала взаимодействия нуклонов.

Поскольку ср. расстояние между нуклонами в ядре (≈1,8 Фм) не сильно превышает радиус действия Я. с., то в ядрах существуют многочастичные (прежде всего, 3-частичные) силы, возникающие из-за обмена кварками и глюонами между неск. нуклонами практически одновременно. В терминах адронов это отвечает таким процессам обмена мезонами между, напр., тремя нуклонами, к-рые нельзя свести к совокупности последовательных парных обменов. Гл. роль в формировании 3-частичных сил играет обмен π-мезонами, причём существ. вклад вносят и процессы виртуального возбуждения Δ-изобары — первого возбуждённого состояния нуклона. Т. о., пионы и Δ-изобары являются основными ненуклонными степенями свободы, к-рые важны в ядерных процессах. Многочастичные силы в ядрах сравнительно невелики: их вклад в энергию связи не превышает 10—15%. Однако существуют явления, где они играют осн. роль.

Гл. часть эл.-магн. взаимодействия нуклонов составляет кулоновское отталкивание между протонами. На больших расстояниях оно определяется только зарядами протонов. СВ приводит к тому, что электрич. заряд протона не является точечным, а распределён на расстояниях $\lesssim 1$ Фм (среднеквадратичный радиус протона равен ≈0,8 Фм; см. *«Размер» элементарной частицы*). Электрич. взаимодействие на малых расстояниях зависит и от распределения заряда внутри протона. Это распределение совр. теория СВ не может надёжно рассчитать, но оно достаточно хорошо известно из эксперим. данных по рассеянию электронов на протонах. Нейтроны в целом электронейтральны, но из-за СВ распределение заряда внутри нейтрона также существует, что приводит к электрич. взаимодействию между двумя нейтронами и между нейтроном и протоном. Магн. взаимодействие между нейтронами такого же порядка, что и между протонами, из-за большой величины *аномального магнитного момента*, обусловленного СВ. Менее ясна ситуация со слабым взаимодействием нуклонов. Хотя гамильтониан слабого взаимодействия известен хорошо, СВ приводит к перенормировке соответствующих констант взаимодействия (аналог аномального магн. момента) и возникновению *формфакторов*. Как и в случае эл.-магн. взаимодействия, эффекты слабого взаимодействия не могут быть достоверно рассчитаны, но в этом случае они не известны и экспериментально. Имеющиеся данные о величине эффектов несохранения чётности в 2-нуклонной системе позволяют установить интенсивность этого взаимодействия, но не его структуру. Существует неск. альтернативных моделей слабого взаимодействия нуклонов, к-рые одинаково хорошо описывают 2-нуклонные эксперименты, но приводят к разл. следствиям для атомных ядер.

Лит.: Бор О., Моттельсон Б., Структура атомного ядра, пер. с англ., т. 1—2, М., 1971—77; Калоджеро Ф., Симонов Ю. А., Ядерные силы, насыщение и структура ядер, в сб.: Будущее науки, в. 9, М., 1976.

Э. *Саперштейн.*

ЯДЕРНЫЕ ФИЛЬТРЫ — микропористые фильтры, образующиеся при облучении полимерных плёнок ускоренными тяжёлыми ионами с последующим вытравливанием разрушенных участков *полимера*. Вдоль траектории ионов возникают сквозные каналы правильной формы. Особенность Я. ф. — высокая однородность размеров пор и возможность варьировать их в широких пределах (0,01—10 мкм). Это позволяет использовать Я. ф. для сепарации микрочастиц по размерам, их концентрирования, ультратонкой очистки жидких и газообразных сред, стерилизации жидкостей и др. Благодаря большому числу пор (10^6—10^9 $см^{-2}$) и малой толщине Я. ф. обладают высокой пропускной способностью для жидкостей и газов (до 100 $м^3/м^2 \cdot ч$ и $3 \cdot 10^4$ $м^3/м^2 \cdot ч$). Для изготовления Я. ф. применяются гл. обр. плёнки из лавсана толщиной 6—12 мкм и др. полимерные материалы, устойчивые к внеш. воздействиям.

Лит.: Флеров Г. Н., Барашенков В. С., Практические применения пучков тяжелых ионов, «УФН», 1974, т. 114, в. 2, с. 351.

ЯДЕРНЫЕ ЦЕПНЫЕ РЕАКЦИИ — ядерные реакции, в к-рых частицы, вызывающие их, образуются и как продукты этих реакций. Пока единственная известная Я. ц. р. — реакция деления урана и нек-рых *трансурановых элементов* (напр., ^{239}Pu) под действием нейтронов. Впервые она была осуществлена Э. Ферми (E. Fermi) в 1942. После открытия *деления ядер* У. Зинн (W. Zinn) и Л. Силард (L. Szilard) (США) и Г. Н. Флёров показали, что при делении ядра U вылетает больше 1 нейтрона:

$$n + U \to A + B + \nu. \qquad (1)$$

Здесь A и B — осколки деления с *массовыми числами A* от 90 до 150, ν — число вторичных нейтронов. Если только часть f общего числа вторичных нейтронов может быть использована для продолжения реакции деления, то на 1 нейтрон первого поколения, вызвавший деление, придётся $K = \nu f$ нейтронов след. поколения, к-рые вызовут деление (K наз. коэф. размножения нейтронов). При $K > 1$ число нейтронов будет возрастать со временем t по закону $n = n_0 e^{(K-1)t/\tau}$, где τ — время жизни поколения нейтронов. Если $K - 1 = 0$, то число делений в единицу времени постоянно и может быть осуществлена самоподдерживающаяся Я. ц. р. При достаточно больших значениях $(K - 1)$ реакция перестаёт быть регулируемой и может привести к *ядерному взрыву*.

Рассмотрим Я. ц. р. на природном уране, содержащем практически 2 изотопа: ^{238}U (99,29%) и ^{235}U (0,71%). Ядро ^{238}U делится только под действием быстрых нейтронов с энергией $\mathscr{E} > 1$ МэВ, эфф. сечение деления мало́ ($\sigma_д = 0{,}3$ барна). Напротив, ядро ^{235}U делится под действием нейтронов любых энергий, причём $\sigma_д$ резко возрастает с уменьшением $\mathscr{E}$. При делении ядра ^{238}U или ^{235}U под действием быстрого нейтрона вылетает в ср. $\nu = 2{,}5$ нейтрона с энергией от 0,1 МэВ до 14 МэВ. Это означает, что при отсутствии потерь энергии Я. ц. р. могла бы развиться в природном уране. Однако потери есть: ядра ^{238}U могут захватывать нейтроны с образованием ядра ^{239}U (см. *Радиационный захват*). Кроме того, при столкновении нейтронов с ядром происходит также неупругое рассеяние, при к-ром энергия нейтронов становится ниже 1 МэВ и они уже не могут вызвать деление ^{238}U. Бо́льшая часть таких нейтронов испытывает радиац. захват или вылетает наружу. В результате Я. ц. р. не может развиться.

Для возбуждения Я. ц. р. в естеств. уране используется *замедление нейтронов* при их столкновении с лёгкими ядрами (^2H, ^{12}C и др.). Сечение деления ^{235}U на тепловых нейтронах $\sigma_д^{235} = 582$ барна, сечение радиац. захвата в ^{235}U (с образованием ^{236}U) $\sigma_р^{235} = 100$ барн, а $\sigma_р^{238} = 2{,}73$ барна. При делении тепловыми нейтронами $\nu = 2{,}44$. Отсюда следует, что число нейтронов η, к-рые могут вызвать деление, приходящееся на 1 поглощённый тепловой нейтрон предыдущего поколения, равно

$$\eta = \frac{\nu\sigma_д^{235}}{\sigma_д^{235} + \sigma_р^{235} + (\rho^{238}/\rho^{235})\sigma_р^{238}} = 1{,}33. \qquad (2)$$

Здесь ρ^{238}/ρ^{235} — отношение концентраций ^{238}U и ^{235}U. Соотношение (2) означает возможность развития Я. ц. р. в смеси природного урана с замедлителем.

Однако при делении на тепловых нейтронах рождаются быстрые нейтроны, к-рые, прежде чем замедлиться до тепловой энергии, могут поглотиться. Сечение захвата нейтрона ^{238}U имеет резонансный характер, т. е. достигает очень больших значений в определ. узких интервалах энергии (см. *Нейтронная спектроскопия*). В однородной (гомогенной) смеси вероятность резонансного поглощения слишком велика, чтобы Я. ц. р. на тепловых нейтронах могла осуществиться. Эту трудность обходят, располагая уран в замедлителе дискретно, в виде блоков, образующих правильную решётку. Резонансное поглощение нейтронов

в такой гетерогенной системе резко уменьшается по двум причинам: 1) сечение резонансного поглощения столь велико, что нейтроны, попадая в блок, поглощаются в поверхностном слое, поэтому часть ядер урана не участвует в резонансном поглощении; 2) нейтроны резонансной энергии, образовавшиеся в замедлителе, могут не попасть в уран, а, замедляясь при рассеянии на ядрах замедлителя, «уйти» из опасного интервала энергии. При поглощении теплового нейтрона в блоке рождается ν вторичных быстрых нейтронов, каждый из к-рых до выхода из блока вызовет небольшое кол-во делений ядер ^{238}U. В результате число быстрых нейтронов, вылетающих из блока в замедлитель, равно $\varepsilon\eta$, где ε — коэф. размножения на быстрых нейтронах; если φ — вероятность избежать резонансного поглощения, то только $\varepsilon\eta\varphi$ нейтронов замедлятся до тепловой энергии. Часть тепловых нейтронов поглотится в замедлителе. Пусть θ — вероятность того, что тепловой нейтрон поглотится в уране (коэф. теплового использования нейтронов). В гомогенной системе

$$\theta=\frac{\rho_U\sigma_a^U}{\rho_U\sigma_a^U+\rho_3\sigma_a^3},$$

в гетерогенной системе

$$\theta=\frac{\rho_U\sigma_a^U}{\rho_U\sigma_a^U\Phi_a+\rho_3\sigma_a^3\Phi_3}.$$

Здесь ρ_U, ρ_3 — концентрации урана и замедлителя, σ_a^U, σ_a^3 — соответствующие сечения поглощения, Φ — потоки нейтронов. В результате на 1 тепловой нейтрон первого поколения, вызывающий деление, приходится $K_\infty=\varepsilon\eta\varphi\theta$ нейтронов след. поколения, к-рые могут вызвать деление; K_∞ — коэф. размножения нейтронов в бесконечной гетерогенной системе. Если $K_\infty>1$, то реакция деления в бесконечной решётке будет нарастать экспоненциально.

В системе, имеющей огранич. размеры, часть нейтронов может покинуть среду. Обозначим долю нейтронов, вылетающих наружу, через $(1-P)$, тогда для продолжения реакции деления остаётся $K_{эф}=K_\infty P$ нейтронов, и если $K_{эф}>1$, то число делений растёт экспоненциально и реакция является саморазвивающейся. Т. к. число делений и, следовательно, число вторичных нейтронов в размножающей среде пропорц. её объёму, а их вылет пропорц. поверхности окружающей среды, то Я. ц. р. возможна только в среде достаточно больших размеров. Напр., для шара радиусом R отношение объёма к поверхности равно $R/3$ и, следовательно, чем больше R, тем меньше утечка нейтронов. Если радиус размножающей среды становится достаточно большим, чтобы в системе протекала стационарная Я. ц. р., т. е. $K_{эф}-1=0$, то такую систему наз. критической (и её радиус — критическим).

Для осуществления Я. ц. р. в природном уране на тепловых нейтронах используют в качестве замедлителя вещества с малым сечением радиац. захвата (графит или тяжёлую воду D_2O). В замедлителе из обыкновенной воды Я. ц. р. на природном уране невозможна из-за большого поглощения нейтронов водородом.

Чтобы интенсивность Я. ц. р. можно было регулировать, время жизни одного поколения нейтронов должно быть достаточно велико. Время жизни τ_0 тепловых нейтронов мало ($\tau_0\sim10^{-3}$ с). Однако наряду с нейтронами, вылетающими из ядра практически мгновенно (за время 10^{-16} с), существует небольшая доля μ т. н. запаздывающих нейтронов, вылетающих после β-распада осколков деления со ср. временем жизни $\approx14{,}4$ с. Для запаздывающих нейтронов при делении ^{235}U $\mu\sim0{,}7\cdot10^{-2}$. Если $K_{эф}>1+\mu$, то время разгона Я. ц. р. T (время, за к-рое число делений увеличивается в e раз) определяется соотношением

$$\frac{1}{T}=\frac{K_{эф}-(1+\mu)}{\tau_0},$$

т. е. запаздывающие нейтроны не участвуют в развитии Я. ц. р. Практически важен др. предельный случай: $K_{эф}-1\ll\mu$, тогда

$$\frac{1}{T}=\frac{K_{эф}-1}{(1+\mu-K_{эф})\tau},$$

т. е. мгновенные нейтроны не играют роли в развитии реакции. Т. о., если $K_{эф}<1+\mu$, то Я. ц. р. будет развиваться только при участии запаздывающих нейтронов за время порядка минут и будет хорошо регулируемой (см. *Ядерный реактор*).

Я. ц. р. осуществляется также на уране, обогащённом ^{235}U, и в чистом ^{235}U. В этих случаях она идёт и на быстрых нейтронах. При поглощении нейтронов в ^{238}U образуется ^{239}U, а из него после двух β-распадов — ^{239}Pu, к-рый делится под действием тепловых нейтронов с $\nu=2{,}9$. При облучении нейтронами ^{232}Th образуется делящийся на тепловых нейтронах ^{233}U (см. *Ядерное горючее*). Кроме того, Я. ц. р. возможна в ^{241}Pu и изотопах Cm и Cf с нечётными массовыми числами.

Лит. см. при ст. *Ядерный реактор*. *П. Э. Немировский.*

ЯДЕРНЫЙ ВЗРЫВ — *взрыв*, вызванный выделением внутриядерной энергии. Масса ядра меньше суммы масс составляющих его нуклонов на величину ΔM (*дефект массы*), к-рая соответствует энергии связи $\mathscr{E}_{св}=\Delta Mc^2$ нуклонов в ядре. Уд. энергия связи $\mathscr{E}_{св}/A$ (A — число нуклонов в ядре) максимальна для ядер ср. группы периодич. системы элементов. Это означает, что *ядерные реакции*, идущие с образованием этих ядер, сопровождаются выделением энергии. Такими реакциями могут быть деление тяжёлых ядер, лежащее в основе Я. в., или синтез лёгких ядер, приводящий к термоядерному взрыву (см. *Ядерные цепные реакции*). Я. в. был осуществлён впервые в США 16 июля 1945. В СССР первый Я. в. был произведён в 1949, термоядерный — в 1953.

Для осуществления Я. в. в результате ядерной цепной реакции деления необходимо, чтобы масса делящегося вещества (^{235}U, ^{239}Pu и др., см. *Ядерное горючее*) превысила т. н. критич. массу $M_{кр}$, зависящую от плотн. ρ вещества и его геом. конфигурации. Размер R системы (ядерного заряда) должен превышать критич. размер $R_{кр}$ ($R_{кр}$ порядка длины свободного пробега l нейтрона). Т. к. $l\sim1/\rho$, то определяющей величиной является т. н. оптич. толщина системы $\tau=\rho R$. При $M>M_{кр}\sim1/\rho^2$ ($R>R_{кр}$) состояние системы надкритично и развитие цепной реакции может привести к Я. в., в отличие от *ядерного реактора*, где при $M=M_{кр}$ состояние системы критично. Для ^{235}U $\rho=19{,}5$ г/см^3 и при сферич. форме системы $M_{кр}=50$ кг ($R_{кр}=8{,}5$ см), для ^{239}Pu $M_{кр}=11$ кг, для ^{233}U $M_{кр}=16$ кг.

До взрыва система должна быть подкритичной. Переход в надкритичное состояние осуществляется быстрым сближением неск. кусков делящегося материала, напр. ^{235}U. Если таких кусков два, то величина надкритичности невелика ($M/M_{кр}=2$); если их больше (в пределе — сколь угодно малые сегменты шара), то она может быть сколь угодно увеличена. Обычно для сближения используется хим. взрыв, при к-ром развивается высокое давление ($\sim10^6$ атм), способствующее собиранию делящегося материала и вызывающее его сжатие (имплозию), что уменьшает $M_{кр}$. Характерное время между двумя столкновениями нейтронов с ядрами вещества $t\sim10^{-8}$ с при энергии нейтронов $\mathscr{E}_n\sim1$ МэВ. Увеличенное в неск. раз, оно определяет длительность Я. в. В каждом акте деления выделяется энергия ~200 МэВ (1 МэВ на 1 нуклон делящегося ядра). Если 1 кг ^{235}U полностью прореагирует, то выделится энергия $\sim10^{21}$ эрг, что эквивалентно энерговыделению при взрыве 20 тыс. т тротила. Т. о., ядерная «взрывчатка» эффективнее химической в 10^7 раз. В результате большого энерговыделения в центре ядерной бомбы развиваются огромные темп-ра ($\sim10^8$ К) и давление ($\sim10^{12}$ атм). Вещество превращается в плазму, разлетается и теряет надкритичность.

Для цепных реакций деления энергия теплового движения частиц среды всегда значительно ниже, чем энергия нейтронов $\mathscr{E}_n$, поэтому темп-ра среды не играет роли. Для реакций синтеза она существенна. Существует большое

кол-во энергетически выгодных ядерных реакций синтеза, не развивающихся в земных условиях из-за низкой темп-ры (см. *Термоядерные реакции, Управляемый термоядерный синтез*). В звёздах, где темп-ры высоки, а разлёт вещества сдерживается гравитац. силами, протекают реакции синтеза, составляющие основу энергетич. циклов звёзд (см. *Эволюция звёзд*).

Кинетич. энергия частиц пропорц. темп-ре среды. Чтобы 2 ядра с атомными номерами Z_1 и Z_2 слились, их кинетич. энергия должна быть сравнима с энергией эл.-статич. отталкивания $\mathscr{E}=Z_1Z_2e^2/r$ на расстояниях порядка размера ядра ($\sim10^{-13}$ см). Распределение частиц по энергиям $N(\mathscr{E})\sim\exp(-\mathscr{E}/kT)$. Это означает наличие нек-рого кол-ва частиц с энергией большей, чем ср. $\mathscr{E}_{ср}=3/2\ kT$, кроме того, возможно туннельное проникновение частиц через энергетич. барьер (см. *Туннельный эффект*). В результате возникает резкая зависимость скорости реакции от темп-ры, но порог отсутствует.

Т. к. скорость реакции синтеза пропорц. плотности вещества (число соударений в единицу времени), а время разлёта частиц тем больше, чем больше размер системы, выгорание термоядерного топлива зависит также от оптич. толщины (ρR) и для осуществления термоядерного взрыва необходимы высокие темп-ра и плотность. В термоядерном взрывном устройстве это создаётся при помощи ядерной бомбы (деления), служащей детонатором.

Для осуществления термоядерного взрыва используются реакции

$$d+t=\alpha+n \text{ и } d+d=\begin{cases}t+p\\ {}^3He+n.\end{cases}$$

Скорость первой из них в 100 раз выше, но для неё необходим радиоакт. *тритий*, период полураспада к-рого $T_{1/2}=12{,}6$ лет. Поэтому наряду с реакцией d+t используется реакция d+d, приводящая к образованию трития, а также реакция ${}^6Li+n=t+d$. Попадающий в смесь ${}^6Li$ и d нейтрон поглощается ядром ${}^6Li$ с образованием трития, к-рый вступает в реакцию с дейтерием, вновь образуется нейтрон, поглощающийся в ${}^6Li$, и т. д. Цепочка реакций может быть поддержана или усилена взаимодействием нейтронов с делящимся материалом (обычно природный уран, т. к. образующиеся нейтроны имеют энергию 14 МэВ, т. е. являются надпороговыми).

Преимущество термоядерных реакций синтеза над реакциями деления в Я. в. связано со значительно бóльшим (в 5 раз) энерговыделением на 1 г вещества. Это обусловливает значительно бóльшую мощность термоядерных взрывных устройств по сравнению с ядерными. Обычно энергия ядерных бомб ~1—20 кт тротилового эквивалента, энергия термоядерной бомбы порядка 10^5—10^6 т эквивалента.

При Я. в. в воздухе образуется мощная ударная волна, к-рая, достигая поверхности Земли, вызывает разрушения. Существ. поражение наземных сооружений происходит, если ударная волна несёт избыточное давление p порядка неск. десятых атм. Радиус поражения R прибл. определяется из соотношения $p=\frac{\mathscr{E}}{R^3}\simeq10^6$ эрг/см^3, где $\mathscr{E}$ — энергия, выделяющаяся в Я. в. Для номинальной ядерной бомбы (1 кг сгоревшего урана) с энерговыделением 20 кт тротилового эквивалента $R\sim1$ км. Выделившаяся энергия по истечении неск. мкс передаётся окружающей среде. Образующийся ярко светящийся огненный шар расширяется вначале за счёт лучистой теплопроводности, а затем вместе с распространением *ударной волны*. По мере расширения темп-ра шара падает, через 10^{-2}—10^{-1} с шар достигает макс. радиуса 150 м (для бомбы в 20 кт), $T=8000$ К (ударная волна далеко впереди). За время свечения (до неск. с) в эл.-магн. излучение переходит 10—20% энергии Я. в., излучение вызывает пожары, ожоги. Разреженный нагретый воздух, несущий радиоакт. продукты Я. в., поднимается вверх и через неск. мин достигает высоты 10—15 км. После этого облако Я. в. расплывается на сотни и более км. Радиоакт. частицы выпадают на поверхность Земли, образуя т. н. радиоактивный след Я. в. Особенно опасен приземный Я. в., когда огненный шар, касаясь поверхности Земли, поднимает вверх пыль, радиоакт. частицы прилипают к частицам земли и выпадают вблизи эпицентра Я. в. в концентрации, летальной для человека.

При Я. в. образуется мощный поток нейтронов и γ-лучей (1% всей выделяющейся энергии). Если Я. в. произведён на высоте ~1 км, радиация может достигнуть поверхности Земли (атмосфера ослабляет поток вдвое на расстоянии 150 м), создавая летальную *дозу*.

В зависимости от конкретного устройства отд. факторы поражения могут быть усилены или ослаблены в неск. раз. Напр., в случае взрыва т. н. нейтронной бомбы (разновидности термоядерной бомбы с энерговыделением ~1 кт тротилового эквивалента) усилено нейтронное излучение.

Лит. см. при ст. *Ядерные цепные реакции.* *Л. П. Феоктистов.*

ЯДЕ́РНЫЙ ГИРОСКО́П — *квантовый гироскоп*, чувствительным элементом к-рого является ансамбль ориентированных атомных ядер, обладающий макроскопич. магн. моментом $\boldsymbol{M}$ (см. *Ядерный парамагнетизм*). Принцип действия Я. г. основан на зависимости частоты прецессии вектора $\boldsymbol{M}$ в пост. магн. поле $\boldsymbol{H}$ от угл. скорости вращения Я. г. Так как ядра с чётными числами протонов Z и нейтронов N имеют нулевой магн. момент (см. *Ядро атомное*), то в Я. г. используются изотопы с нечётным массовым числом $A=N+Z$ — ${}^3_2He$, ${}^{83}_{36}Kr$, ${}^{129}_{54}Xe$, ${}^{199}_{80}Hg$, ${}^{201}_{80}Hg$. Эти атомы имеют также замкнутую электронную оболочку, и их полный магн. момент определяется только магн. моментом ядра. Для ослабления влияния релаксац. процессов в Я. г. используются газообразные активные среды.

В криогенных моделях Я. г. ядерные спины ориентируются однородным пост. магн. полем $\boldsymbol{H}$ при темп-ре $T\approx4{,}2$ К. Макроскопич. магн. момент $\boldsymbol{M}$ определяется разностью числа спинов, ориентированных вдоль (n_e) и против (n_g) поля: $n_e/n_g=\exp(2\mu H/kT)$, где μ — магн. момент атома. Момент $\boldsymbol{M}$ существует и после снятия магн. поля в течение времени $\sim T_1$, где T_1 — время продольной релаксации. Напр., для ${}^3_2He$ (практически единственного вещества, остающегося газообразным при 4,2 К) $T_1>1$ дня. Сверхпроводящие магн. экраны из Nb позволяют получить высокую стабильность и однородность поля ($<10^{-8}$ Э/см). Однако при статич. методе ориентации величина $(n_e-n_g)_{отн}=\mathrm{th}(\mu H/kT)$ невелика ($\sim0{,}01\%$), что препятствует получению высокого отношения сигнала к шуму S/N. Увеличение же $\boldsymbol{M}$ за счёт увеличения давления газа (>7 атм) уменьшает время поперечной спин-спиновой релаксации T_2, что также уменьшает величину S/N.

В большинстве моделей Я. г. применяется динамич. ориентация ядер, заключающаяся в изменении равновесной населённости в системе ядерных спинов с помощью *оптической накачки* циркулярно-поляризованным излучением на частоте, соответствующей переходу между зеемановскими подуровнями электронов, находящихся в слабом пост. поле $\boldsymbol{H}$ (см. *Зеемана эффект*). Ориентация ядерных спинов происходит за счёт передачи момента импульса фотонов от электронов к ядрам (см. *Ориентированные ядра*). При лазерной накачке степень ориентации ядер может достигать 70%, что даёт высокое отношение сигнала к шуму S/N (>75 дБ).

Регистрация изменений $\boldsymbol{M}$, вызванных вращением Я. г., также осуществляется с помощью динамич. методов — явления *ядерного магнитного резонанса* и эффектов модуляции величины поглощения или фарадеевского вращения плоскости поляризации оптич. излучения, проходящего через активную среду Я. г. с прецессирующим магн. моментом $\boldsymbol{M}$. Процесс прецессии обеспечивается за счёт работы Я. г. в режиме спинового генератора (СГ). Для этого Я. г. помещают в перем. магн. поле $\boldsymbol{H}_\sim$, перпендикулярное пост. полю $\boldsymbol{H}_0$. В результате в Я. г. возбуждается *Лармора прецессия* магн. момента $\boldsymbol{M}$. В инерц. системе координат вектор $\boldsymbol{M}$ прецессирует вокруг поля $\boldsymbol{H}_0$ с частотой $\omega_{L0}=|j|H_0$, где j — *магнитомеханическое отношение*. Если Я. г. вращается вокруг направления поля $\boldsymbol{H}_0$ с угл. скоростью $\pm\Omega$, то частота прецессии ω_L определяется

выражением

$$\omega_L = \omega_{L0} \pm \Omega = |j| H_0 \pm \Omega.$$

Измеряя ω_L и зная j, можно определить Ω. Существенно, что масштабный коэф. Я. г. не зависит от его размеров, геометрии и в данном случае равен 1.

Расфазировка прецессирующих ядер, определяемая эфф. временем спин-спиновой релаксации $T_{2эф}$, и отношение S/N являются осн. факторами, определяющими точность измерения угл. скорости вращения Я. г.: $\Delta\Omega \sim (S/N)^{-1} T_{2эф}^{-1}$. Так, для Я. г. на изотопах ртути при $T_{2эф} \sim 23$ с $S/N \sim 10^6$ (60 дБ), $\Delta\Omega \lesssim 0{,}05$ град/ч (хаотич. дрейф $\sim 0{,}01$ град/$\sqrt{\text{ч}}$).

Прецизионное измерение Ω Я. г. с одним типом ядер требует высокой стабильности поля H_0. Использование в одной ячейке Я. г. двух типов ядер с разл. магнитомеханич. отношениями j_1, j_2 позволяет снизить требования к стабильности поля H_0. В этом случае Ω определяется отношением

$$\pm\Omega = \frac{(j_2/j_1)\omega_{L1} - \omega_{L2}}{(j_2/j_1) - 1},$$

а отношение j_2/j_1 должно определяться с такой же высокой точностью, как и часто́ты прецессии ω_{L1}, ω_{L2}.

Схема Я. г. с одной ячейкой, работающего на базе двух СГ с оптич. ориентацией ядер, показана на рис. 1. В нём используются стабильные изотопы ртути $^{199}_{80}$Hg ($j_1 \simeq 761{,}20$ Гц/Э) и $^{201}_{80}$Hg ($j_2 \simeq -280{,}99$ Гц/Э) в виде пара при низком давлении (10^{-4} мм рт. ст.), заключённые в капсулу из плавленого кварца. Капсула помещается во взаимно перпендикулярные магн. поля: постоянное H_0 и переменное $H_\sim$, модулированное на частотах ω_{L1} и ω_{L2} (при $H_0 \simeq 1{,}3$ Э, $\omega_{L1} \simeq 1000$ Гц для $^{199}_{80}$Hg и 369 Гц для $^{201}_{80}$Hg). Для ориентации ядер используется оптич. накачка на частоте, соответствующей резонансным линиям Hg ($\lambda = 253{,}7$ нм для ^{199}Hg и $\lambda = 185{,}0$ нм для ^{201}Hg). Циркулярно-поляризованное излучение получают от газоразрядной лампы на парáх $^{204}_{80}$Hg с помощью поляризатора и пластинки $\lambda/4$. Луч накачки распространяется вдоль поля H_0 по т. н. оси чувствительности oz Я. г.

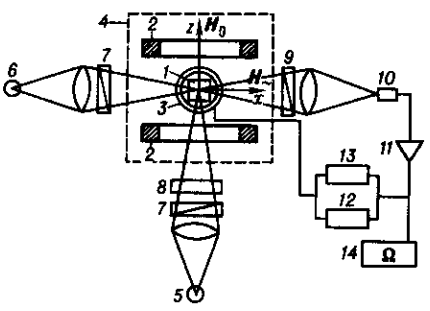


Рис. 1. Схема ядерного гироскопа на базе двух СГ с одной ячейкой на изотопах ртути $^{199}_{80}$Hg, $^{201}_{80}$Hg с оптической ориентацией ядер: *1* — кварцевая капсула с изотопами ртути; *2* — катушки, создающие постоянное поле H_0; *3* — катушки, создающие переменное поле $H_\sim$; *4* — защитный магнитостатический экран; *5* — газоразрядная лампа на изотопе ртути $^{204}_{80}$Hg для ориентирования ядер; *6* — газоразрядная лампа на изотопе $^{202}_{80}$Hg, создающая «луч опроса»; *7* — поляризаторы; *8* — пластинка $\lambda/4$; *9* — анализатор; *10* — фотоприёмник; *11* — усилитель; *12, 13* — каналы обратной связи по сигналам ω_{L1}, ω_{L2}; *14* — система регистрации и обработки выходного сигнала.

Для измерения малых разностей частот ($\sim 10^{-8}$ Гц) и фаз ($\sim 5 \cdot 10^{-8}$ рад) прецессии сигналы сравниваются с опорными сигналами от рубидиевых или цезиевых *квантовых стандартов частоты*. Измерение частот и фаз прецессии магн. моментов M_1, M_2 двух ансамблей ориентированных ядер ртути осуществляется путём регистрации амплитудно-модулированного излучения, проходящего через ячейку вдоль оси ox (т. н. луча опроса). Обычно используется резонансное циркулярно-поляризованное излучение от газоразрядной лампы на парáх $^{204}_{80}$Hg или нерезонансное линейно-поляризованное излучение от лампы на парáх $^{202}_{80}$Hg. Прецессия магн. моментов M_1, M_2 модулирует или поглощение циркулярно-поляризованного света, или поворот плоскости поляризации линейно-поляризованного света (см. *Фарадея эффект*). Интенсивность циркулярно-поляризованного излучения должна быть меньше интенсивности луча накачки, т. к. луч опроса уменьшает степень оптич. ориентации и укорачивает времена жизни зеемановских подуровней. Интенсивность луча опроса и, следовательно, отношение S/N могут быть увеличены в случае нерезонансного линейно-поляризованного излучения. Луч опроса должен быть стабильным по интенсивности, т. к. сдвиги энергетич. уровней зависят от интенсивности световой волны (*Штарка эффект*). Частоты ω_{L1}, ω_{L2} и фазы φ_1, φ_2 модуляции луча опроса детектируются фотоприёмником. Его сигнал подаётся в измерит. устройство и через цепи обратной связи на катушку, создающую перем. поле $H_\sim$. Это обеспечивает устойчивую работу Я. г.

При использовании двух ячеек I, II (рис. 2) с двумя типами ядер, помещаемых в равные, но противоположно направленные пост. магн. поля H^{I}, H^{II}, угл. скорость Ω может быть определена без знания величин H, j_1/j_2:

$$\Omega = \pm\frac{1}{4}\left[(\omega^{\mathrm{I}}_{L1} - \omega^{\mathrm{II}}_{L1}) - (\omega^{\mathrm{I}}_{L2} - \omega^{\mathrm{II}}_{L2})\right].$$

Здесь $\omega^{\mathrm{I}}_{L1,L2}$, $\omega^{\mathrm{II}}_{L1,L2}$ — частоты прецессии ядер в первой и второй ячейках. Следует, однако, иметь в виду, что при $|H^{\mathrm{I}}| = |H^{\mathrm{II}}|$ и достаточно большой связи СГ возможен захват их частот ($\omega^{\mathrm{I}}_{L1} = \omega^{\mathrm{II}}_{L1}$, $\omega^{\mathrm{I}}_{L2} = \omega^{\mathrm{II}}_{L2}$). Поэтому в общем случае $H^{\mathrm{II}} = -KH^{\mathrm{I}}$. При этом процесс измерения Ω состоит в суммировании разности фаз между сигналами с частотами $K\omega^{\mathrm{I}}_{L1}$, $\omega^{\mathrm{II}}_{L1}$ и частотами $K\omega^{\mathrm{I}}_{L2}$, $\omega^{\mathrm{II}}_{L2}$ от обеих ячеек и формировании сигнала ошибки. Этот сигнал управляет величиной одного из магн. полей, напр. H^{II}. Выходным сигналом служит разность обеих разностей фаз, соответствующая (при $K = 1$) 4Ω.

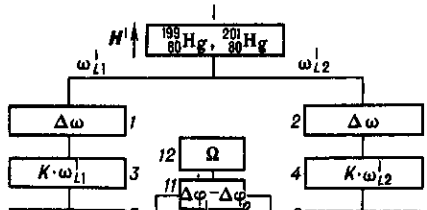


Рис. 2. Схема дифференциального ядерного гироскопа на базе четырёх СГ с двумя ячейками на изотопах ртути $^{199}_{80}$Hg, $^{201}_{80}$Hg: *1, 2* — фильтры на частоты ω^{I}_{L1}, ω^{I}_{L2}; *3, 4* — умножители частоты $K\omega$; *5, 6* — фильтры на частоты $\omega^{\mathrm{II}}_{L1}$, $\omega^{\mathrm{II}}_{L2}$; *7, 8* — датчики разностей фаз $\Delta\varphi_1$ (между частотами ω^{I}_{L1} и $K\omega^{\mathrm{II}}_{L1}$) и $\Delta\varphi_2$ (между частотами ω^{I}_{L2} и $K\omega^{\mathrm{II}}_{L2}$); *9* — схема суммирования разностей фаз $\Delta\varphi_1 + \Delta\varphi_2$; *10* — схема управления полем H^{II}; *11* — схема вычитания разностей фаз $\Delta\varphi_1 - \Delta\varphi_2$; *12* — система регистрации и обработки выходного сигнала.

Достигнутая точность Я. г. — $\Delta\Omega \lesssim 10^{-2}$ град/ч. Теоретич. точность Я. г. — $\Delta\Omega \leqslant 10^{-4}$ град/ч — ограничивается флуктуациями ядерной намагниченности среды, степенью ориентации ядер и шумами. В нек-рых типах Я. г. (напр., на изотопах $^{83}_{36}$Kr, $^{129}_{54}$Xe) возникают ограничения на динамич. диапазон измеряемых угл. скоростей, связанные с тем, что скорости вращения Я. г. и находящегося в нём газа могут стать не равными. Достоинства Я. г. — нечувст-

вительность к перегрузкам, большой срок службы, цифровой вид информации.

Наряду с Я. г. возможны электронные гироскопы, в к-рых активной средой служат обычные *парамагнетики* (напр., стабильные свободные радикалы, атомы щелочных металлов). При одинаковых условиях вектор электронной намагниченности значительно больше вектора ядерной намагниченности, что позволяет получить бо́льшую точность; однако малые времена релаксации спинов затрудняют практич. реализацию.

Лит.: Малеев П. И., Новые типы гироскопов, Л., 1971; Померанцев Н. М., Рыжков В. М., Скроцкий Г. В., Физические основы квантовой магнитометрии, М., 1972; Курицки М. М., Голдстайн М. С., Инерциальная навигация, [пер. с англ.], «ТИИЭР», 1983, т. 71, № 10, с. 47; Woodman K. F., Franks P. W., Richards M. D., The nuclear magnetic resonance gyroscope: a review, «J. of Navigation», 1987, v. 40, № 3, p. 366.

А. Н. Шелаев.

ЯДЕРНЫЙ КВАДРУПО́ЛЬНЫЙ РЕЗОНА́НС (ЯКР) — резонансное поглощение радиоволн атомными ядрами, уровни к-рых, вырожденные по спину, расщеплены вследствие взаимодействия электрич. квадрупольного момента ядра с градиентами электрич. *внутрикристаллического поля*. Т. н. чистый ЯКР наблюдается, в отличие от ядерного магн. резонанса (ЯМР), в отсутствие магн. поля. Взаимодействие *квадрупольного момента ядра eQ* с неоднородным кристаллич. полем $E_{кр}$ приводит к появлению уровней энергии ядра, соответствующих разл. ориентациям его спина I относительно оси симметрии oz кристаллич. поля [1].

Система уровней квадрупольного взаимодействия ядер определяется гамильтонианом:

$$\mathscr{H}_Q=\frac{eQ}{4I(2I-1)}\left[\varphi_{zz}(3\hat{I}_z^2-\hat{I}^2)+(\varphi_{xx}-\varphi_{yy})(\hat{I}_x^2-\hat{I}_y^2)\right]. \quad (1)$$

Здесь $\hat{I}_z$ — проекция спина ядра на ось oz, определяемая квантовым числом m; φ_{xx}, φ_{yy}, φ_{zz} — вторые производные потенциала φ электрич. кристаллич. поля по координатам x, y, z, удовлетворяющие ур-нию Лапласа ($\varphi_{xx}+\varphi_{yy}+\varphi_{zz}=0$). Это позволяет характеризовать поле 2 переменными: градиентом вдоль oz $eq=\varphi_{zz}$ и параметром асимметрии $\eta=(\varphi_{xx}-\varphi_{yy})/\varphi_{zz}$. Для аксиально-симметричного поля энергия уровней определяется ф-лой

$$\mathscr{E}=\frac{e^2qQ}{4I(2I-1)}\left[3m^2-I(I+1)\right]. \quad (2)$$

Переходы между уровнями вызываются перем. магн. полем, перпендикулярным oz, с частотами, к-рые определяются значениями $\mathscr{E}$ и правилами отбора $|\Delta m|=1$. Если поле не является аксиально-симметричным, спектры ЯКР имеют более сложный вид.

Применения ЯКР в исследовании кристаллов, в частности полупроводников, основаны на связи между структурой кристаллов и значениями градиентов кристаллич. поля. При этом структура кристалла определяет непосредственно резонансные частоты ЯКР (в отличие от *ядерного магнитного резонанса*). Значения φ_{xx}, φ_{yy}, φ_{zz}, характеризующие неоднородность электрич. поля, зависят от симметрии окружения. В случае кубич. симметрии окружения ядра квадрупольное взаимодействие отсутствует. В общем случае φ_{xx}, φ_{yy}, φ_{zz} определяются зарядами всех электронов и ядер, окружающих ядра, на к-рых наблюдается ЯКР. Т. к. вторые производные зависят от расстояния r как r^{-3}, то осн. вклад вносят электроны атомов, содержащих исследуемые ядра. Т. о., величина квадрупольного взаимодействия, т. е. спектр ЯКР, зависит от распределения электронной плотности. Это позволяет изучать природу хим. связи в кристаллах.

Важную роль ЯКР играет при исследовании структурных фазовых переходов второго рода, когда при темп-ре перехода T_c возникает связанный с изменением параметра порядка дополнит. вклад в градиенты поля E. Это приводит к изменению температурной зависимости частот ЯКР при $T=T_c$ и служит одним из наиб. точных методов определения T_c. Кроме того, исследование температурной зависимости частот ЯКР в окрестности $T=T_c$ позволяет определить температурную зависимость параметра порядка [1, 2].

Особую роль ЯКР играет при исследовании т. н. несоизмеримых фаз, где линии ЯКР обладают характерной формой со «всплесками» интенсивности поглощения, отражающей существование в кристалле неоднородного состояния [3]. «Всплески» интенсивности соответствуют вкладу тех ядер, к-рые находятся в области экстремумов поля смещений несоизмеримой волны при линейной зависимости частоты ЯКР от параметра порядка, а также экстремумам и нулевым значениям поля смещений несоизмеримой волны при квадратичной зависимости частоты ЯКР от параметра порядка. Характерная форма линии ЯКР позволяет идентифицировать несоизмеримые фазы в кристаллах и определять температурные границы их существования. Др. метод идентификации несоизмеримых фаз — исследование ядерной квадрупольной спин-решёточной релаксации. В области существования несоизмеримых фаз ядерная и квадрупольная спин-решёточная релаксация убыстряется. Импульсное возбуждение ЯКР и методы квадрупольного т. н. спинового эха позволяют расширить возможности изучения электрич. и магн. локальных полей в кристаллах, а также наблюдать сигналы и в неупорядоченных системах [4].

ЯКР является одним из осн. методов изучения внутр. движений в кристаллах, т. к. подвижность атомов влияет как на частоту и форму линий ЯКР, так и на время ядерной квадрупольной спин-решёточной релаксации.

Дефекты кристаллич. решётки приводят к уширению линий ЯКР и их сдвигу, а также к изменению времени ядерной квадрупольной релаксации. ЯКР используется и как чувствительный метод обнаружения *радиационных дефектов*. ЯКР может реализоваться также не только в результате поглощения радиочастотного эл.-магн. поля, но и при резонансном поглощении УЗ, к-рый модулирует ядерные квадрупольные взаимодействия. Исследования ядерного акустич. квадрупольного резонанса позволяют получать информацию о ядерном квадрупольном спин-решёточном взаимодействии [5].

Лит.: 1) Гречишкин В. С., Ядерные квадрупольные взаимодействия в твердых телах, М., 1973; 2) Блинц Р., Жекш Б., Сегнетоэлектрики и антисегнетоэлектрики, пер. с англ., М., 1975; 3) Blinc R. [e. a.], NMR lineshape and phase solution effects in incommensurate Rb_2ZnCl_4, «J. Phys. C: Solid State Phys.», 1982, v. 15, № 1, p. 547; 4) Алексеева З. М., [и др.], Комплексные исследования несоразмерных фаз в кристаллах прустита и пираргирита, «Изв. АН СССР, сер. физ.», 1987, т. 51, № 12, с. 2166; 5) Кессель А. Р., Ядерный акустический резонанс, М., 1969.

В. С. Вихнин.

ЯДЕРНЫЙ МАГНЕТО́Н — см. в ст. *Магнетон*.

ЯДЕРНЫЙ МАГНИ́ТНЫЙ РЕЗОНА́НС (ЯМР) — резонансное поглощение эл.-магн. энергии в веществах, обусловленное *ядерным парамагнетизмом*; частный случай *магнитного резонанса*. ЯМР был открыт Ф. Блохом (F. Bloch) и Э. Парселлом (Э. Пёрселл, E. Purcell) (США) в 1946. ЯМР наблюдается в сильном пост. магн. поле H_0 при одноврем. воздействии на образец слабого радиочастотного магн. поля, перпендикулярного H_0. ЯМР обусловлен наличием у ядер спинов I, соответствующих им моментов кол-ва движения $J=\hbar I$ и магн. моментов [1, 2]

$$\mu=\gamma_я J=\gamma_я \hbar I=g_я\beta I. \quad (1)$$

Здесь $\gamma_я$ — гиромагн. отношение ядер; $g_я$ — ядерный фактор спектроскопич. расщепления (*Ланде множитель*), имеющий разные значения для разл. ядер; $\beta=e\hbar/2Mc$ — ядерный магнетон (M — масса ядра), к-рый по абс. величине почти в 10^3 раз меньше *магнетона* Бора. Спины ядер, обладающих нечётным массовым числом A (общее число протонов и нейтронов), имеют полуцелые значения, кратные $^1/_2$. Ядра с чётным A либо вообще не имеют спина ($I=0$), если заряд Z (число протонов) чётный, либо имеют целочисленные значения спина (1, 2, 3 и т. д.).

Теоретическое описание. В соответствии с классич. представлениями, взаимодействие пост. магн. поля H_0 с магн.

моментом ядра μ приводит к прецессии последнего вокруг H_0 с частотой

$$\omega_0 = \gamma_я H_0. \qquad (2)$$

Резонансная частота ω_0 зависит от $\gamma_я$; для протонов при $H_0 = 10^4$ Э $\nu_0 = \omega_0/2\pi = 42{,}577$ МГц. Для др. ядер в том же магн. поле значения ν_0 лежат в диапазоне $1 \div 10$ МГц. Радиочастотное магн. поле частоты ω_0, перпендикулярное H_0, вызывает изменение угла прецессии, т. е. меняет величину проекции ядерного магн. момента на направление поля H_0. Это сопровождается резонансным поглощением эл.-магн. энергии и обнаруживается по возникновению эдс индукции в катушке, окружающей образец. Разл. ядра характеризуются разными значениями ω_0, что позволяет их идентифицировать. Однако вследствие того, что ядерный парамагнетизм слаб (в $10^5 \div 10^8$ раз слабее электронного парамагнетизма), ЯМР удаётся наблюдать только на образцах с большим числом исследуемых ядер (обычно $\gtrsim 10^{16}$) и с помощью высокочувствительных приборов и спец. методик.

Согласно квантовой теории, в поле H_0 состояния ядерного спина квантованы, т. е. его проекция m_I на направление поля может принимать только одно из значений: $+I$, $+(I-1)$, ..., $-I$. В простейшем случае изолированных, невзаимодействующих ядер энергия взаимодействия их магн. моментов μ с полем описывается гамильтонианом, собств. значения к-рого характеризуют систему $2I+1$ эквидистантных энергетич. уровней (рис. 1):

$$\mathscr{E} = -\gamma_я \hbar H_0 m_I. \qquad (3)$$

Расстояние между ними $\Delta\mathscr{E} = -\gamma_я \hbar H_0$. Переменное эл.-магн. поле может вызвать переходы между этими уровнями в соответствии с правилами отбора $\Delta m_I = \pm 1$.

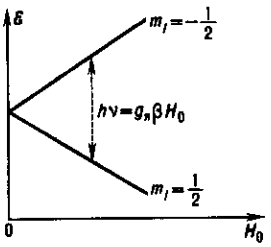


Рис. 1. Схема энергетических уровней протона в магнитном поле ($I = {}^1/_2$).

Поэтому при наличии поперечного осциллирующего магн. поля, удовлетворяющего условию резонанса, происходит поглощение эл.-магн. энергии:

$$\hbar\omega_0 = \Delta\mathscr{E} = \gamma_я \hbar H_0 = g_я \beta H_0. \qquad (4)$$

Из выражения (4) видно, что измерение резонансной частоты ω_0 позволяет определить $\gamma_я$, $g_я$ и, следовательно, идентифицировать исследуемые ядра.

Релаксационные процессы. Ширина линии. О поглощении энергии эл.-магн. поля при резонансных переходах можно говорить, если число индуцированных переходов с ниж. уровня на верхний превышает число переходов в обратном направлении. При тепловом равновесии ниж. уровень $\mathscr{E}_1$ более заселён, чем верхний $\mathscr{E}_2$, в соответствии с *Больцмана распределением*:

$$\frac{N_1}{N_2} = e^{\Delta\mathscr{E}/kT} = e^{g_я \beta H_0/kT}.$$

Здесь T — темп-ра; $\Delta\mathscr{E} = \mathscr{E}_2 - \mathscr{E}_1$; N_1, N_2 — населённости ниж. и верх. уровней. При непрерывном воздействии резонансным радиочастотным полем величины N_1 и N_2 могут выравняться и резонансное поглощение может прекратиться (т. е. наступит насыщение).

Однако наряду с выравниванием населённостей уровней при резонансном поглощении энергии имеют место релаксац. процессы взаимодействия спиновой системы со всей совокупностью окружающих её частиц, обладающих всеми, кроме спиновой, степенями свободы движения,— с атомами кристаллич. решётки, с частицами жидкости или газа и т. п. (процессы т. н. спин-решёточной релаксации). Они сопровождаются безызлучательными (релаксационными) переходами между разл. состояниями ядер. *Спин-фононное взаимодействие* вследствие конечного времени жизни τ_1 возбуждённого состояния ядра приводит к размытию энергетич. уровней ядра (см. *Ширина уровня*) и к изменению энергии системы спинов в поле H_0, определяемой продольной (вдоль H_0) компонентой проекции магн. момента. Поэтому τ_1 наз. временем продольной релаксации. Размытие уровней, в свою очередь, приводит к т. н. однородному уширению линии спектра ЯМР, пропорциональному τ_1^{-1}.

В твёрдых телах и жидкостях существенны также процессы *спин-спинового взаимодействия* ядер. Они вызывают относит. изменение энергии спиновых состояний (т. е. вызывают размытие уровня), не изменяя времени жизни состояния. Полная энергия всей спиновой системы не изменяется. Спин-спиновая релаксация характеризуется временем τ_2. Примером спин-спиновых взаимодействий может служить прямое магн. *диполь-дипольное взаимодействие* магн. моментов соседних ядер в кристаллич. решётке. Каждый из двух взаимодействующих одинаковых диполей создаёт в месте расположения другого (на расстоянии r) локальное магн. поле $H_{лок}$. Полное поле, воздействующее на ядерный магн. момент, определяется суммой $H_0 + H_{лок}$, а также поперечной переменной составляющей $H(t)$ поля, создаваемого проекцией магн. момента прецессирующего соседнего диполя. Перем. поперечное поле $H(t)$ будет действовать подобно радиочастотному полю, приводя к релаксации (со временем τ_2) поперечной составляющей вектора магн. момента (отсюда термин «время поперечной релаксации»). Спин-спиновая релаксация также приводит к уширению спектральной линии. В случае диполь-дипольного взаимодействия локальное поле (как и неоднородное по образцу поле H_0) вызывает т. н. неоднородное уширение, и поперечная релаксация, характеризующаяся временем τ_2, уширяет линию неоднородно. В непроводящих электрич. ток твёрдых телах и в полупроводниках обычно $\tau_1 \gg \tau_2$. Значения τ_1 лежат в широких пределах от 10^{-4} с для растворов парамагн. солей до неск. часов для чистых диамагн. кристаллов. Значения τ_2 изменяются от 10^{-4} с для кристаллов до нескольких с для диамагн. жидкостей.

Однородно уширенная спектральная линия описывается кривой Лоренца, характеризующей затухающие колебания осциллятора (рис. 2, *а*):

$$f(\nu) = \frac{2\tau_2}{1 + 4\pi^2(\nu-\nu_0)^2\tau_2^2} = \frac{1}{\pi}\frac{\Delta\nu}{(\Delta\nu)^2 + (\nu-\nu_0)^2}, \qquad (5)$$

где $\Delta\nu = (2\pi\tau_2)^{-1}$. Полуширина линии составляет $2/\tau_2$. В твёрдых телах, где диполь-дипольные взаимодействия можно представить как набор разл. локальных эфф. магн. полей, спектральная линия может быть описана кривой Гаусса (рис. 2, *б*):

$$f(\nu) = \frac{\tau_2}{\sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{\tau_2^2(\nu-\nu_0)^2}{2}\right] = \frac{1}{(2\pi\langle\Delta\nu^2\rangle)^{1/2}} \exp\left[-\frac{(\nu-\nu_0)^2}{2\langle\Delta\nu^2\rangle}\right]. \qquad (6)$$

Здесь $\langle\Delta\nu^2\rangle$ — среднеквадратичное отклонение, или т. н. второй момент. В жидкостях и газах тепловое движение ядер усредняет дипольное и нек-рые др. виды взаимодействий. Спектральные линии сужаются до долей Гц (эта область исследования ЯМР наз. спектроскопией высокого разрешения). В кристаллах ширина линии ЯМР определяется величиной полей неподвижных соседних парамагн. ядер. Линии имеют ширину $10^2 - 10^3$ Гц

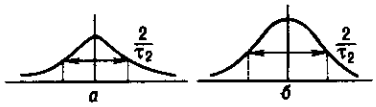


Рис. 2. Форма спектральных линий: *а* — лоренцева, *б* — гауссова.

и гауссову форму [4—6]. Теория позволяет из анализа формы и угл. зависимости (угол между полем H_0 и кристаллографич. направлениями) спектра ЯМР монокристалла определять расстояние между парамагн. ядрами, углы между их валентными связями, характер окружающих атомов и др.

Плавление кристалла сопровождается сужением спектральных линий ЯМР за счёт теплового движения, усредняющего магн. взаимодействия ядер, и их диффузионного перемешивания. Сужение спектральных линий заметно проявляется, когда частота перескоков парамагн. атома $\sim 10^4$ Гц. Метод ЯМР применяется для исследования диффузионной подвижности атомов в суперионных проводниках или твёрдых электролитах [5].

На времена релаксации, ширину и форму линий ЯМР оказывает влияние взаимодействие электрич. квадрупольного момента ядра (при $I > 1/2$), характеризующего несферичность ядер, с локальным электрич. полем в кристалле. *Квадрупольное взаимодействие* может дать расщепление магн. подуровней ядер, по величине сравнимое и даже превосходящее расщепление в магн. поле. В частности, почти все элементы в соединениях $A^{III}B^{V}$ имеют большие величины ядерных спинов I и их ядра обладают значит. квадрупольными моментами. Особенно заметно проявление ядерных квадрупольных эффектов при взаимодействии с заряж. примесями или дефектами в полупроводниках.

Влияние электронов. В *сильнолегированных полупроводниках* могут проявляться эффекты ЯМР, характерные для металлов, в частности сдвиг резонансных частот (сдвиг Найта). Этот сдвиг обусловлен тем, что во внеш. поле H_0 электроны проводимости создают в месте расположения ядра пост. магн. поле, смещающее резонансную частоту ω_0 (обычно увеличивающее её по сравнению с полупроводником, имеющим малую концентрацию свободных носителей заряда).

Экранирующее действие электронной оболочки атома также приводит к сдвигу резонансной частоты (хим. сдвиг). Магн. поле H_0 индуцирует в электронной оболочке атома электронные токи, создающие дополнит. поле на ядрах, противоположное внеш. полю. Этот сдвиг пропорционален H_0 и составляет $10^{-3} \div 10^{-6}$ от H_0. Хим. сдвиг меньше сдвига Найта, а его знак противоположен. Хим. сдвиг зависит от структуры электронных оболочек и от характера хим. связей, что позволяет по величине сдвига судить о структуре молекул или примесных комплексов.

С учётом перечисленных факторов гамильтониан системы парамагн. ядер в твёрдом теле может быть представлен в виде

$$\mathscr{H} = \mathscr{H}_H + \mathscr{H}_d + \mathscr{H}_Q + \mathscr{H}_\sigma + \mathscr{H}_K.$$

Здесь $\mathscr{H}_H$ — оператор взаимодействия с магн. полем (зеемановский член), $\mathscr{H}_d$ — гамильтониан спиновых (диполь-дипольных) взаимодействий, $\mathscr{H}_Q$ — гамильтониан квадрупольных взаимодействий, $\mathscr{H}_\sigma$ — хим. сдвиг, $\mathscr{H}_K$ — сдвиг Найта.

Экспериментальные методы. ЯМР наблюдают, изменяя либо H_0 (стационарный метод), что технически удобнее, либо частоту перем. поля (импульсный метод). Для наблюдения ЯМР стационарным методом необходимо создать магн. поле высокой степени однородности, величину к-рого H_0 можно плавно изменять. Образец помещается в индукц. катушку между полюсами магнита. Катушка используется и для возбуждения радиочастотного поля H_1, и для регистрации изменений сопротивления перем. току, к-рые происходят в момент резонанса [схема Парселла (Пёрселла)]. По схеме Блоха перпендикулярно катушке с образцом располагается отд. катушка приёмного устройства. Скорость прохождения через резонанс в стационарном методе выбирается меньше скорости релаксац. процессов. При резонансе в катушке возникает радиочастотный индукц. сигнал, содержащий различающиеся по фазе на 90° составляющие, пропорциональные дисперсии и поглощению эл.-магн. энергии (т. н. сигнал дисперсии и сигнал поглощения). Обычно регистрируют сигнал поглощения, что позволяет улучшить разрешение близлежащих линий спектра. Для обнаружения слабых сигналов используются мостовые схемы и синхронное детектирование на частоте модуляции поля H_0 с последующим усилением. Сигнал регистрируется самописцем или осциллографом.

Стационарные методы ЯМР относительно просты и надёжны, им свойственна существ. однозначность интерпретации результатов. Однако при исследовании широких линий ЯМР в твёрдых телах большую информацию о механизмах ядерных взаимодействий можно получить с помощью импульсных (нестационарных) методов с использованием фурье-преобразований. Применение этих методов ЯМР обусловлено возможностью усреднения некрых взаимодействий и сужением широких линий, хотя нек-рые взаимодействия можно усреднить, не пользуясь импульсным режимом, напр. за счёт усреднения движений ядер в координатном пространстве. Гамильтониан диполь-дипольного спинового взаимодействия содержит множитель $(1-3\cos^2\theta_{ij})$, где θ — угол между направлением H_0 и радиусом-вектором, соединяющим спины ядер I. Обращение в 0 этого множителя происходит при угле $\theta_{ij} = \arccos(1/\sqrt{3}) \approx 54°44'$, поэтому быстрое вращение образца (до 10^5 об/мин) под углом θ усредняет часть гамильтониана диполь-дипольного взаимодействия в монокристалле и приводит к сужению спектральной линии.

Усреднение спиновых взаимодействий при использовании импульсного метода ЯМР происходит за счёт «взбалтывания» спинов ядер, практически не смещающихся из узлов неподвижного кристалла. Применение последовательности импульсов радиочастотного поля H_1 с длительностью, меньшей времени спин-спиновой релаксации τ_2, позволяет осуществить селективное усреднение нек-рых взаимодействий и исследовать хим. сдвиг и характер межатомных связей в кристаллах [6].

Методы ЯМР широко используются в органич. химии для изучения структуры и состава хим. соединений, а также при исследовании динамики и механизмов нек-рых хим. реакций. Спектры узких линий ЯМР характеризуются хим. сдвигами групп линий, их структурой (числом линий в группе) и интенсивностью поглощения, пропорциональной концентрации исследуемых атомов в определённом окружении. Т. о., по спектрам ЯМР можно определить вид и расположение атомов, окружающих парамагн. ядро, электронную структуру и характер внутримолекулярных взаимодействий. Парамагн. ядро водорода, входящего в разл. органич. молекулы, обладает наиб. величиной магн. момента по сравнению с др. ядрами и является удобным объектом для наблюдения ЯМР (протонный магн. резонанс, ПМР). Величины хим. сдвигов узких линий ПМР в разл. комплексах и соединениях позволяют получить, напр., сведения о характере водородных связей. Для органич. соединений существуют таблицы и диаграммы хим. сдвигов водорода в разл. молекулах [3]. Наряду с протонами в качестве парамагн. зондов в хим. соединениях могут использоваться ядра ^{19}F, ^{14}N, ^{15}N, ^{31}P, ^{13}C, ^{29}Si.

В твёрдых телах из-за отсутствия усреднения спин-спиновых взаимодействий наблюдаются широкие линии ЯМР. При исследовании ЯМР в металлах по величине сдвига Найта можно определить магн. восприимчивость χ_s и электронную плотность на исследуемом ядре. Сдвиги Найта исследовались также в жидких металлах (с узкими линиями ЯМР) и сверхпроводниках I и II рода.

В ионных кристаллах диэлектриков с малым числом свободных электронов может проявиться хим. сдвиг спектральной линии ЯМР. Однако из-за большой ширины спектральной линии в стационарных методах ЯМР хим. сдвиги определяются с трудом и для их исследования обычно используется импульсная методика ЯМР.

Применение ЯМР в исследованиях полупроводников [7]. Измерение зависимости времени спин-решёточной релаксации на ядрах ^{29}Si — изотопа кремния с отличным от 0 спином — от концентрации электронов и дырок в полу-

проводнике, а также от степени его компенсации позволяет проверить теоретич. модели релаксац. процессов и их особенности в полупроводниках электронного (n) и дырочного (p) типов проводимости. По изменению характера спин-решёточной релаксации на ядрах ^{29}Si и появлению сдвига Найта при концентрации носителей заряда $n=4\cdot10^{18}$ см$^{-3}$ можно установить переход от полупроводникового к металлич. типу проводимости, а также характер этого перехода. Аналогичные исследования осуществлены на ядрах ^{73}Ge ($I\neq0$) в монокристаллах германия. Ядра всех элементов, образующих решётку соединений $A^{III}B^{V}$, за исключением P ($I=^1/_2$), обладают квадрупольными моментами $Q\neq0$. Это проявляется и в температурных зависимостях релаксац. характеристик, в частности в ускорении спин-решёточной релаксации за счёт квадрупольных эффектов.

Хим. сдвиг тем больше, чем больше число электронов в оболочке атома и чем меньше эфф. заряд оболочек соседних атомов в кристалле. Наиб. исследованы соединения $A^{III}B^{V}$, в к-рых хим. сдвиг достигает 10^2—10^3 миллионных долей от H_0. Величины хим. сдвига на ядрах ^{11}B, ^{31}P, ^{71}Ga, ^{115}In, ^{121}Sb коррелируют со значениями эфф. заряда соседних ядер.

ЯМР применяется также для изучения адсорбции газов и жидкостей поверхностью полупроводников. Адсорбция парамагн. ядер уменьшает подвижность ядерных спинов жидкой или газообразной фазы, что приводит к изменению ширины спектральной линии ЯМР. Адсорбция влияет также на времена спин-спиновой и спин-решёточной релаксаций [8].

Величина диполь-дипольного взаимодействия парамагн. ядер изменяется в зависимости от ориентации магн. поля H_0 относительно кристаллографич. осей. Изучение этой анизотропии даёт возможность определить взаимную ориентацию спинов ядер, расстояния между ядрами, характер и симметрию ближайшего окружения парамагн. центра, а также исследовать структурные дефекты кристаллов. При взаимодействии большого числа парамагн. ядер анализ сложных спектров ЯМР осуществляют с помощью т. н. второго момента спектральной линии, к-рый при взаимодействии одинаковых ядер описывается ф-лой Ван Флека [1, 2]. Второй момент определяется среднеквадратичной величиной докальных магн. полей, созданных на ядре всеми др. ядерными диполями. Каждая структурная модель характеризуется определ. значениями величины второго момента, что успешно применяется при анализе структуры стеклообразных полупроводников. Существуют программы для расчёта на ЭВМ вторых моментов линий ЯМР по структурным моделям для монокристаллов произвольной сингонии [9].

Для соединений $A^{III}B^{V}$ с решёткой ZnS исследованы разл. магн. взаимодействия и их влияние на второй момент спектральной линии. Аналогичные расчёты позволили оценить концентрацию собств. дефектов в GaAs, установить их вид, место нахождения и заряд [10]. Изучение влияния примесей на форму спектров ЯМР позволяет определить положение примесей в решётке и их концентрации, а также влияние примесей на эффекты экранирования градиентов электрич. полей в кристалле.

Исследования методом ЯМР протонов в гидрированном аморфном Si обнаружили кластеры моногидратов и позволили определить их ср. размеры.

При исследовании полупроводниковых кристаллов широко используются методы двойного электронно-ядерного резонанса и оптич. поляризации ядер (см. *Оптическая ориентация* в полупроводниках).

Лит.: 1) Абрагам А., Ядерный магнетизм, пер. с англ., М., 1963; 2) Гюнтер Х., Введение в курс спектроскопии ЯМР, пер. с англ., М., 1984; 3) Керрингтон А., Мак-Лечлан Э., Магнитный резонанс и его применение в химии, пер. с англ., М., 1970; 4) Ядерный магнитный резонанс, под ред. П. М. Бородина, Л., 1982; 5) Бузник В. М., Ядерный резонанс в ионных кристаллах, Новосиб., 1981; 6) Хеберлен У., Мёринг М., ЯМР высокого разрешения в твердых телах, пер. с англ., М., 1980; 7) Рембеза С. И., Парамагнитный резонанс в полупроводниках, М., 1988; 8) Киселев В. Ф., Крылов О. В., Адсорбционные процессы на поверхности полупроводников и диэлектриков, М., 1978; 9) Бондарь А. М., Самсонова Е. А., Вычисление вторых моментов спектров ЯМР по структурным моделям с использованием ЭВМ, М., 1978; 10) Андрианов Д. Г. [и др.], Исследование собственных точечных дефектов структуры в монокристаллах арсенида галлия методом ядерного магнитного резонанса, «ФТП», 1983, т. 17, № 1, с. 93.

С. И. Рембеза.

ЯДЕРНЫЙ МАГНИ́ТНЫЙ РЕЗОНА́НС акустический — см. *Акустический ядерный магнитный резонанс.*

ЯДЕРНЫЙ ПАРАМАГНЕТИ́ЗМ — *парамагнетизм* веществ, обусловленный магн. моментами атомных ядер. В пост. магн. поле $\boldsymbol{H}$ существование магн. моментов у ядер приводит к слабому парамагнетизму в виде небольшой добавочной ядерной намагниченности $\boldsymbol{M}_я=\chi_я\boldsymbol{H}$, где χ — ядерная *магнитная восприимчивость* (на 1 моль), зависящая от темп-ры (*Кюри закон*). Ядерная намагниченность $\boldsymbol{M}_я$ в 10^5—10^8 раз меньше, чем в случае электронного парамагнетизма. Я. п. впервые обнаружен в 1937 Л. В. Шубниковым и Б. Г. Лазаревым (СССР) в твёрдом водороде. Изучается методом *ядерного магнитного резонанса.*

ЯДЕРНЫЙ РЕА́КТОР — содержащая ядерное горючее установка, в к-рой осуществляется управляемая *ядерная цепная реакция* деления. Первый Я. р. был построен в 1942 в Чикаго (США) под руководством Э. Ферми (E. Fermi).

По своему назначению Я. р. подразделяются на неск. групп: 1) энергетические реакторы, в к-рых энергия, выделяющаяся при делении ядер горючего, используется для выработки электроэнергии, а также для др. промышленных и бытовых нужд (Я. р. для АЭС, транспортные Я. р. для морского флота и др.); 2) экспериментальные, или опытные, реакторы, служащие для проведения экспериментов в области физики и техники реакторов; 3) *исследовательские реакторы*, в к-рых возникающее излучение используется для научных и прикладных исследований в области ядерной физики, физики твёрдого тела, биофизики, химии и др.; 4) промышленные, или изотопные, реакторы, используемые для наработки (накопления) искусств. изотопов. В многоцелевых Я. р. могут совмещаться различные по назначению функции.

Принципиальная схема Я. р. приведена на рис. 1. Осн. часть Я. р.— активная зона, где сосредоточено *ядерное горючее*, протекает цепная реакция деления и выделяется энергия. Активная зона имеет обычно цилиндрич. конфигурацию, объём её в зависимости от назначения и возможностей конструктивного воплощения — от долей литра до многих кубометров. Кол-во горючего, необходимое



Рис. 1. Схема ядерного реактора.

для поддержания управляемой цепной реакции,— *критическая масса* — от сотен грамм до неск. тонн. При загрузке Я. р. ядерное горючее превышает критич. массу на величину, соответствующую запасу на выгорание. Ядерное горючее размещается, как правило, внутри тепловыделяющих элементов (*ТВЭЛов*), кол-во к-рых в активной зоне может достигать многих десятков тысяч. В конце срока службы (кампании) — многие месяцы или годы — ТВЭЛы полностью или частично извлекаются и заменяются новыми. Для удобства загрузки ТВЭЛы собираются по неск.

дес. или сотен штук в отд. пакеты — тепловыделяющие сборки (ТВС).

Через активную зону прокачивается теплоноситель, к-рый омывает ТВЭЛы и уносит выделяющееся в них тепло. Наличие теплоносителя в активной зоне, а также большого кол-ва конструкц. материалов в условиях разветвлённой теплопередающей поверхности не препятствует протеканию цепной реакции. Это существенно облегчает техн. проблемы теплосъёма по сравнению, напр., с реакторами синтеза, где внесение посторонних веществ в зону протекания ядерной реакции недопустимо.

Для выработки электроэнергии в АЭС применяются турбогенераторы. В одноконтурных (т. н. кипящих) Я. р. при прокачивании водяного теплоносителя через активную зону образуется слаборадиоактивный пар, к-рый затем поступает на турбину. Для того чтобы ограничить возможность распространения радиоактивности, используется двухконтурная система теплопередачи. В ней теплоноситель, циркулируя по замкнутому первичному контуру, отдаёт тепло для выработки пара во вторичный нерадиоактивный контур. В реакторах с жидкометаллич. натриевым теплоносителем для большей гарантии безопасности применяется трёхконтурная система теплопередачи. Плотн. тепловыделения в энергетич. Я. р. достигает сотен кВт на литр активной зоны.

В состав активной зоны многих Я. р. входит замедлитель — вещество с малым атомным весом, к-рое служит для снижения первонач. энергии нейтронов деления (быстрых нейтронов) за счёт их упругого рассеяния. В результате многократных соударений с ядрами замедлителя нейтроны теряют свою энергию, пока не войдут в тепловое равновесие со средой. Энергетич. распределение таких нейтронов (т. н. тепловых) близко к максвелловскому с максимумом при комнатной темп-ре ок. 0,025 эВ. В активной зоне Я. р. размещаются также подвижные стержни или кассеты с интенсивно поглощающим нейтроны веществом (B, Cd, Eu), предназначенные для регулирования цепной реакции деления.

Активная зона окружена отражателем, снижающим утечку нейтронов наружу и соответственно позволяющим уменьшить величину критич. массы. Материал отражателя обычно тот же самый замедлитель. В случае *реактора-размножителя* в отражателе помещается обеднённый или природный уран и, как и в активной зоне, происходит накопление ^{239}Pu.

Вокруг отражателя размещается радиац. биол. защита, состоящая из бетона и др. материалов, предназначенная для снижения интенсивности ядерного излучения снаружи до допустимого уровня. Радиоакт. первичный контур теплоносителя также размещается внутри бетонной защиты.

По спектру нейтронов Я. р. подразделяются на быстрые (без замедлителя), в к-рых деление происходит на быстрых нейтронах (со ср. энергией порядка сотен кэВ); тепловые (с достаточным кол-вом замедлителя), в к-рых деление ядер происходит на тепловых нейтронах; промежуточные (с относительно небольшим кол-вом замедлителя), в к-рых деление осуществляется на частично замедленных нейтронах — промежуточных или резонансных. По виду используемого ядерного горючего Я. р. подразделяются на урановые и плутониевые; по виду замедлителя — на водяные (обычная вода), тяжеловодные, графитовые; по виду теплоносителя — на водяные, натриевые (жидкий натрий), газовые (углекислый газ, гелий).

Абс. большинство существующих Я. р. — тепловые с урановым ядерным горючим, с водяными замедлителем и теплоносителем (водо-водяные Я. р.). В Я. р. с графитовым замедлителем для отвода тепла используется вода или газ (водо-графитовые и газо-графитовые Я. р.). Обычно топливо физически отделено от замедлителя, образуя гетерогенную структуру активной зоны (рис. 2). В отдельных эксперим. Я. р. может отсутствовать теплоноситель (критич. сборка, или реактор нулевой мощности), отражатель (голый Я. р.). В гомогенных Я. р. нет ТВЭЛов, и ядерное горючее используется в смеси с замедлителем или теплоносителем в виде раствора или суспензии. Особую группу составляют исследовательские *импульсные реакторы*, в к-рых создаются периодические или одиночные нейтронные вспышки. Часто понятие Я. р. распространяется на весь реакторный блок, включающий в себя непосредственно сам реактор, а также все обслуживающие его системы (управления, теплопередачи и др.).

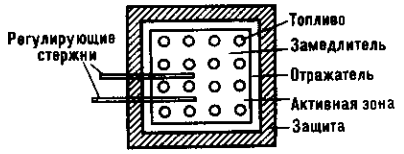


Рис. 2. Схематический разрез гетерогенного реактора.

Взаимодействие нейтронов с материалами Я. р. Осн. процессы, протекающие в активной зоне Я. р.: деление ядер, радиац. захват, упругое и неупругое рассеяния нейтронов. При делении первичный нейтрон поглощается ядром, в результате образуются обычно два радиоактивных осколка и испускается в ср. ν вторичных нейтронов и неск. γ-квантов. Значения ν для осн. испытывающих в реакторе деление изотопов приведены в табл. 1.

Табл. 1.

Изотоп	^{235}U	^{239}Pu	^{233}U	^{238}U	^{232}Th
ν	2,4	2,9	2,5	2,5	2,3

Величина ν слабо растёт с ростом энергии нейтронов.

Энергетич. спектр нейтронов деления практически одинаков для всех изотопов и почти не зависит от энергии падающих нейтронов. Он простирается от 0 до примерно 10 МэВ и приближённо описывается ф-лой

$$f(E') \approx \mathrm{sh}\sqrt{2E'}\exp(-E'),$$

где E' — энергия нейтронов (в МэВ). Ср. энергия вылетающих нейтронов — 2 МэВ. Угл. распределение практически изотропно.

Небольшое кол-во нейтронов (т. н. запаздывающие нейтроны) испускаются после деления из возбуждённых ядер, образующихся при β-распаде осколков. Их интенсивность спадает экспоненциально со временем. Имеется 6 групп запаздывающих нейтронов со ср. временами запаздывания от десятых долей секунды до одной минуты. Доля всех запаздывающих нейтронов β по отношению к мгновенным нейтронам деления для разных изотопов представлена в табл. 2.

Табл. 2.

Изотоп	^{235}U	^{239}Pu	^{233}U	^{238}U	^{232}Th
β, %	0,7	0,23	0,3	1,9	2,2

Вероятность процесса деления, определяемая эфф. поперечным сечением ядра σ_f, существенно зависит от энергии падающего нейтрона E. На рис. 3 представлена соответствующая зависимость сечения для ^{235}U. Нерегулярности слева определяются резонансным характером процесса поглощения нейтронов малой энергии. В ср. в этой области энергий сечение деления обратно пропорц. скорости нейтрона (закон $1/v$). Зависимости $\sigma_f(E)$ для изотопов ^{239}Pu и ^{233}U имеют аналогичный вид. Ядра ^{238}U и ^{232}Th не делятся тепловыми нейтронами. Эфф. пороги деления для них примерно одинаковы — ок. 1 МэВ (рис. 3). Значения σ_f в барнах при делении тепловыми и быстрыми нейтронами приведены в табл. 3.

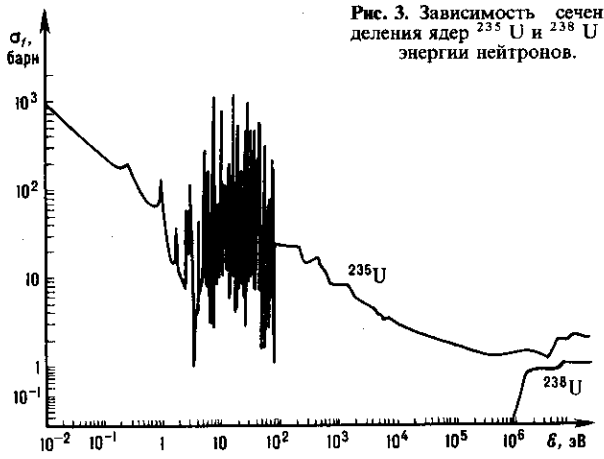


Рис. 3. Зависимость сечений деления ядер ^{235}U и ^{238}U от энергии нейтронов.

Табл. 3.

Энергия \ Изотоп	^{235}U	^{239}Pu	^{233}U	^{238}U	^{232}Th
0,025 эВ	590	750	530	—	—
2 МэВ	1,3	2,0	1,9	0,5	0,1

Образующиеся в процессе деления ядер осколки находятся в широком диапазоне массовых чисел: примерно от 70 до 160 а. е. Они перегружены нейтронами и переходят в стабильное состояние после неск. последовательных β-распадов. Ок. 29% всех осколков — газообразные Kr и Xe.

Полная энергия, выделяемая при одном акте деления, ~200 МэВ. Она распределяется примерно след. образом: 82% составляет кинетич. энергия осколков, 3% энергии уносят γ-лучи деления, 6% — β- и γ-кванты распадающихся осколков, 9% — нейтроны деления и γ-кванты, образующиеся при их захвате в неделящихся материалах. Выгорание 1 г ядерного горючего даёт 1 МВт·сутки энергии.

На всех ядрах, в т. ч. делящихся, а также на накапливающихся осколках происходит реакция *радиационного захвата*, при к-рой поглощается нейтрон и испускаются γ-кванты. Сечения радиац. захвата σ_c тепловых нейтронов нек-рыми ядрами представлены в табл. 4. Радиац. захват нейтронов в неделящихся материалах активной зоны приводит к образованию β-радиоакт. изотопов. При поглощении нейтронов ядрами ^{238}U после двух последовательных β-распадов образуются ядра ^{239}Pu, т. е. имеет место воспроиз-во ядерного горючего. В результате последовательного радиац. захвата нейтронов ядрами горючего в реакторе накапливаются высокорадиоакт. трансурановые изотопы, в осн. не делящиеся на тепловых нейтронах и слабо делящиеся на быстрых.

Табл. 4.

Изотоп	^{23}Na	^{27}Al	^{56}Fe	^{90}Zr	^{91}Zr	^{112}Cd	^{113}Cd	^{235}U	^{239}Pu	^{238}U
σ_c, барн	0,5	0,2	2,6	$1\cdot10^{-2}$	1,2	2,2	$2\cdot10^4$	100	270	2,7

Для тепловых нейтронов характерна значит. разница в сечениях захвата, в т. ч. и для соседних изотопов, связанная со случайной близостью к тому или иному резонансу. Энергетич. зависимость σ_c в принципе имеет тот же характер, что и $\sigma_f(E)$ для делящихся во всём диапазоне энергий ядер с резонансной структурой в области малых энергий. Для быстрых нейтронов различие в σ_c для разных ядер значительно меньше, чем для тепловых. Резонансная структура энергетич. зависимости здесь практически полностью сглаживается. Для мн. ядер σ_c при энергии нейтронов 1—2 МэВ — порядка 0,1 барна. Для лёгких ядер, а также нек-рых средних и тяжёлых, т. н. магических, σ_c на 1—2 порядка ниже. Радиац. захват в материалах активной зоны, отрицательно влияющий на баланс нейтронов, сильнее сказывается в тепловых Я. р.

Процесс **упругого рассеяния** происходит на всех ядрах и при всех энергиях нейтронов. В результате упругого рассеяния нейтрон изменяет направление движения и теряет часть своей энергии (если она выше тепловой), передавая её ядру отдачи. Сечение упругого рассеяния σ_s обычно слабо зависит от энергии нейтрона и приближённо равняется геом. поперечному сечению ядра (порядка неск. барн). Угл. распределение нейтронов после рассеяния (в системе центра масс) в большинстве случаев изотропно; лишь на тяжёлых ядрах для быстрых нейтронов имеет место нек-рая анизотропия с преимуществ. рассеянием вперёд. Эффект упругого рассеяния непосредственно не влияет на баланс нейтронов, но косвенно сказывается на протекании цепной реакции, т. к. уменьшение энергии нейтронов в общем случае изменяет соотношение между вероятностью вызвать деление и вероятностью захватиться, кроме того, «запутывание» нейтрона в среде уменьшает вероятность его потери из-за вылета наружу. Ср. потерю энергии нейтроном при одном соударении удобно характеризовать среднелогарифмич. декрементом

$$\xi=\overline{\ln(E_1/E_2)},$$

где E_1 и E_2 — энергии нейтрона до и после соударения соответственно. Для ядер с атомным весом $A>10$ при изотропном рассеянии

$$\xi\simeq\frac{2}{A+2/3}.$$

Качество замедлителя можно характеризовать ср. кол-вом столкновений P, к-рое требуется, чтобы нейтрон деления сделался тепловым:

$$P=\frac{1}{\xi}\ln\frac{2\cdot10^6}{0{,}025}\approx\frac{18{,}2}{\xi}.$$

В табл. 5 приведены значения P для применяемых замедлителей и нек-рых др. веществ.

Табл. 5.

Вещество	H_2O	D_2O	Be	C	Na	Fe	Zr
P	19	35	86	114	213	510	816

Процесс **неупругого рассеяния** состоит в том, что нейтрон в общем случае теряет значит. часть своей энергии, к-рая идёт на возбуждение ядра, а затем излучается в виде γ-квантов. Часть энергии, как и в случае упругого рассеяния, передаётся ядру отдачи. Энергетич. порог процесса определяется первым уровнем возбуждения ядра, ниже к-рого неупругое рассеяние невозможно. В табл. 6 приводятся значения первого уровня $\mathcal{E}$ для нек-рых ядер.

Табл. 6.

Изотоп	^{23}Na	^{27}Al	^{56}Fe	^{90}Zr	^{112}Cd	^{235}U	^{238}U	^{239}Pu
$\mathcal{E}$, МэВ	0,4	0,8	0,8	1,77	0,6	0,07	0,045	0,08

Сечение неупругого рассеяния σ_{in} сначала растёт с ростом энергии падающего нейтрона выше порога, затем выходит на плато, достигая величины порядка геом. поперечного сечения ядра. Наиб. вклад в смягчение нейтронного спектра за счёт неупругого рассеяния дают тяжёлые ядра, включая ^{238}U и ^{232}Th, для к-рых σ_{in} велико, а порог реакции низок. Для ядер ^{235}U, ^{239}Pu, ^{233}U σ_{in} мало из-за большой конкуренции реакции деления. Полное сечение

взаимодействия нейтронов с ядрами равно сумме парциальных сечений: $\sigma=\sigma_f+\sigma_c+\sigma_s+\sigma_{in}$.

Для описания поведения совокупности нейтронов в среде вводятся след. величины: плотн. нейтронов n (число нейтронов в единице объёма) и поток нейтронов Ф (число нейтронов, пересекающих единичную площадку, перпендикулярную направлению их движения, в единицу времени). Величины n и Ф носят статистич. характер, однако они обычно достаточно велики, чтобы можно было пренебречь относит. флуктуациями и считать их равными ср. значениям. Полное число взаимодействий нейтронов с ядрами в единице объёма среды в единицу времени равно $N\sigma\Phi$ (N — концентрация ядер).

Ср. длина пробега нейтрона до соударения с ядром $\lambda=(N\sigma)^{-1}$. Длина пробега до взаимодействия того или иного рода определяется соответственным парциальным сечением. Длина пробега до рассеяния, в частности, $\lambda_s=(N\sigma_s)^{-1}$. Величина λ для реакторных сред — порядка неск. см. В общем случае ср. расстояние, проходимое движущимся в данном направлении нейтроном в рассеивающей среде, выражается транспортной длиной $\lambda_{tr}=\lambda_s/(1-\overline{\cos\theta})$, где $\overline{\cos\theta}$ — ср. косинус угла рассеяния в лаб. системе. Если рассеяние изотропно, то $\lambda_{tr}=\lambda_s$. При преимуществ. рассеянии вперёд $\lambda_{tr}>\lambda_s$. Величина ξ/λ_s, наз. замедляющей способностью среды, характеризует ср. потерю энергии нейтроном на единице длины пути (см. *Замедление нейтронов*).

Многокомпонентная среда может быть гомогенной или гетерогенной. В гомогенной среде сечения отд. компонент аддитивны и общее сечение взаимодействия $\sigma=\sum_i\alpha_i\sigma_i$, где α_i — доля ядерной плотности i-той компоненты; сумма берётся по всем компонентам. Условие гомогенности: $r\ll\lambda$, где r — размер участков различающихся по составу компонент. Отсутствие аддитивности в гетерогенной среде связано с возникновением локальных неоднородностей нейтронного потока. Т. к. в общем случае $\lambda=\lambda(E)$, то для одних нейтронов, напр. быстрых, среда может быть гомогенной, а для других, тепловых,— гетерогенной.

Размножение нейтронов. Возможность осуществления цепной реакции деления и её параметры определяются ядерно-физ. свойствами среды и геометрией (размерами, формой) системы. Влияние свойств среды можно изучать независимо, введя представление о бесконечной (бесконечно протяжённой) среде. Осн. параметром в этом случае является K_∞ — коэф. размножения нейтронов для бесконечной среды, равный отношению кол-ва нейтронов одного поколения к предыдущему. При этом подразумевается, что нейтроны данного поколения исчезают как при поглощении с последующим делением ядра, так и в результате радиац. захвата. Вторичные нейтроны деления относятся к след. поколению. Время жизни нейтронов одного поколения весьма мало (10^{-3}—10^{-5} с в тепловых Я. р. и до 10^{-8} с в быстрых), поэтому потерей нейтрона за счёт его собственного β-распада (время жизни $\sim$15 мин) можно пренебречь. В гомогенной среде в общем случае

$$K_\infty=\frac{\sum_i\nu_i\sigma_{fi}\alpha_i}{\sum_i(\sigma_{fi}+\sigma_{ci})\alpha_i},$$

В чистом природном уране, где неупругое рассеяние быстро снижает энергию нейтронов ниже порога деления ^{238}U, радиац. захват настолько превалирует, что K_∞ оказывается существенно меньше единицы и цепная реакция невозможна. Для её осуществления нужно либо повысить содержание изотопа ^{235}U (до 10% и более), либо изменить спектр нейтронов с помощью замедлителя. В обоих случаях цепная реакция в осн. будет происходить на ^{235}U. Для смеси урана с замедлителем упрощённый расчёт K_∞ основывается на том, что прослеживается вся «судьба» нейтрона, начиная от его образования в виде быстрого, далее в процессе замедления вплоть до поглощения, с определением необходимых параметров для каждого этапа в отдельности. В результате получается известная ф-ла четырёх сомножителей:

$$K_\infty=\eta\varepsilon f\theta.$$

Величина η определяет ср. кол-во вторичных нейтронов, образующихся в результате поглощения в уране одного теплового нейтрона с последующим делением ядра. Второй множитель ε определяет вклад в K_∞ эффекта размножения быстрых нейтронов в ^{238}U. Величина f есть вероятность избежать резонансного (радиационного) захвата в ^{238}U в процессе замедления нейтрона; θ — вероятность поглощения теплового нейтрона в уране, а не в замедлителе или др. материалах.

В общем случае в гомогенной среде существует оптимальное соотношение между концентрациями ядерного топлива и замедлителя, при к-ром K_∞ наибольший. Дальнейшее увеличение K_∞ может быть достигнуто за счёт использования гетерогенной структуры активной зоны. Обычно активная зона представляет собой правильную решётку стержневых ТВЭЛов, погружённых в массив замедлителя. Если, напр., в гомогенной смеси природного урана с графитом K_∞ меньше единицы, то при гетерогенной структуре K_∞ может доходить до 1,1. На природном уране в смеси с обычной водой, к-рая заметно поглощает тепловые нейтроны, нельзя достигнуть $K_\infty=1$ ни при какой структуре активной зоны. Водяной замедлитель обязательно требует применения обогащённого урана.

Для конечной среды вводится эфф. коэф. размножения нейтронов K_{ef}, к-рый меньше, чем K_∞, за счёт утечки нейтронов за пределы активной зоны: $K_{ef}=K_\infty l$, где l — вероятность избежать утечки (для нейтронов данного поколения). Величина l зависит от свойств среды и геометрии системы. С увеличением объёма активной зоны относит. величина поверхности, через к-рую происходит утечка, уменьшается и l растёт. При заданном объёме утечка зависит от формы системы; для сферы — системы с мин. относит. поверхностью — l максимальна.

При $K_{ef}=1$ осуществляется самоподдерживающаяся цепная реакция деления. Это состояние, а также сама система и её параметры наз. критическими.

Распространение нейтронов в среде. Движение нейтронов в реакторной среде имеет много общего с хаотич. движением молекул в газе. Однако макс. концентрация нейтронного газа соответствует вакууму с давлением 10^{-6} мм рт. ст. Это означает, что взаимодействие нейтронов между собой на много порядков ниже, чем с ядрами, и им можно пренебречь. Поэтому ур-ния переноса нейтронов являются линейными относительно n и Ф. Пространственное энергетич. распределение нейтронов в точной постановке задачи находится из решения газокинетич. интегродифференциального ур-ния Больцмана, получаемого при строгом учёте нейтронного баланса в элементарном объёме среды. Это ур-ние можно решать приближёнными численными методами с любой необходимой степенью точности. Во многих имеющих практич. интерес случаях достаточную точность даёт первое приближение метода сферич. гармоник, к-рое близко к диффузионному. Ур-ние диффузии выводится в предположении, что угл. распределение потока нейтронов мало меняется на расстояниях порядка λ. При подведении баланса нейтронов учитываются изменение кол-ва нейтронов в данном объёме за счёт обмена с соседними объёмами, размножения и исчезновения нейтронов при ядерных взаимодействиях, а также возможное образование нейтронов от внутр. источников, не зависящее от величины Ф.

Для стационарных состояний, представляющих наиб. практич. интерес, в отсутствие внеш. источников ур-ние диффузии в одномерной геометрии имеет вид

$$\frac{d^2n}{dx^2}+\frac{K_\infty-1}{\mathscr{L}^2}n=0,$$

для трёхмерной геометрии —

$$\Delta n+\frac{K_\infty-1}{\mathscr{L}^2}n=0.$$

Величина $\mathscr{L}=\sqrt{\frac{\lambda_t\lambda_c}{3}}$ наз. длиной диффузии и равна ср. расстоянию, к-рое проходит тепловой нейтрон в данном направлении от момента его образования до поглощения. Необходимые граничные условия устанавливаются для каждого конкретного случая. Для тех областей, где $K_\infty<1$, решение одномерной задачи даёт экспоненц. зависимость n (и Ф) от x, для $K_\infty=1$ — линейную, для $K_\infty>1$ — синусоидальную.

Диффузионное приближение даёт заметную погрешность лишь для участков среды с резко меняющимися свойствами, а также вблизи сосредоточенных источников или поглотителей нейтронов. Само понятие диффузии имеет смысл только для несильно поглощающих сред, когда $\sigma_c\ll\sigma_s$.

Осн. ядерно-физ. параметры существенно зависят от энергии нейтронов, причём зависимости эти различные. Поэтому часто используется многогрупповой подход, в к-ром составляется система ур-ний диффузии для отдельных, примыкающих друг к другу энергетич. интервалов. Для каждого интервала берутся свои параметры, отвечающие соответствующим ср. значениям. Уход нейтронов в др. интервалы за счёт упругого и неупругого рассеяний учитывается как поглощение, приход — как вклад от независимых источников.

Для расчёта тепловых Я. р. многогрупповой подход оказывается громоздким и затруднительным. Можно использовать более простой диффузионно-возрастной метод, в к-ром рассматриваются всего две группы нейтронов: замедляющиеся и тепловые. Распространение замедляющихся нейтронов описывается теорией возраста нейтронов. При этом считается, что энергия нейтронов в процессе упругого замедления изменяется непрерывно (что неприменимо в случае наиб. сильных замедлителей, содержащих водород и дейтерий). Из рассмотрения баланса нейтронов в процессе непрерывного замедления следует:

$$\Delta S=\frac{\partial S}{\partial\tau},$$

где $S=\xi\Phi E/\lambda_s$ — плотн. замедления (число нейтронов в единичном объёме, пересекающих уровень энергии E в единицу времени). Величина

$$\tau=\frac{\mathscr{L}^2}{\xi}\ln\frac{E_0}{E}$$

наз. возрастом нейтронов, связана с временем замедления от нач. энергии E_0 до E (хотя сама и не имеет размерности времени). Ср. расстояние, на к-рое уходит нейтрон в данном направлении в процессе замедления (от энергии деления до тепловой), наз. длиной замедления $\mathscr{L}_m=\sqrt{6\tau_0}$ (τ_0 — возраст теплового нейтрона). В табл. 7 приводятся значения длин замедления и диффузии для применяемых замедлителей.

Табл. 7.

Вещество	H_2O	D_2O	Be	C
$\mathscr{L}_m$, см	5,7	11,0	9,9	18,7
$\mathscr{L}$, см	2,9	100	24	50

Из-за утечки наружу плотность нейтронов спадает по направлению к границам активной зоны Я. р. В результате возникает неоднородность тепловыделения, характеризующаяся коэф. неравномерности, равным отношению макс. плотности тепловыделения к средней (в целом по объёму активной зоны). С целью выравнивания тепловыделения применяют топливо разл. обогащения, повышая его к краям. Там, где важно иметь одинаковую темп-ру на выходе, прибегают к профилированию потока теплоносителя, уменьшая его к периферии.

Кинетика и управление Я. р. При решении нестационарных задач реакторной физики в большинстве случаев можно исходить из того, что пространственное распределение нейтронов практически не меняется со временем и, следовательно, временну́ю зависимость мощности можно находить для реактора в целом (точечная модель Я. р.). Осн. параметром, определяющим ход мощности, служит реактивность

$$\rho=\frac{K_{ef}-1}{K_{ef}}.$$

При $\rho=0$ состояние стационарно. Каждому значению ρ отвечает определ. скорость изменения мощности с характерным временем T (т. н. периодом реактора), устанавливающаяся после нек-рого переходного этапа. При $\rho<0$ мощность снижается, при $\rho>0$ — растёт.

Если $|\rho|\ll\beta$, то период реактора определяется практически только запаздывающими нейтронами и оказывается достаточно большим, чтобы обеспечить удобное и безопасное регулирование цепной реакции. С увеличением положит. реактивности период реактора быстро уменьшается. При $\rho>\beta$ период реактора почти полностью определяется временем жизни мгновенных нейтронов T_0 и уже не зависит от временны́х параметров запаздывающих нейтронов:

$$T\approx\frac{T_0}{\rho-\beta}.$$

Если ρ заметно превосходит β, то будет иметь место недопустимо быстрый (аварийный) разгон Я. р. на мгновенных нейтронах.

В процессе работы Я. р. происходят внутр. изменения реактивности — относительно быстрые, связанные с изменением темп-ры Я. р. в переходных режимах, и сравнительно медленные, обусловленные изменением состава активной зоны за счёт выгорания ядерного горючего и накопления осколков. Температурный эффект реактивности определяется разл. влиянием темп-ры на вероятности элементарных процессов (деление, захват нейтронов) и, как следствие, на величину K_∞, а также изменением утечки нейтронов из-за термич. деформации компонент и всей активной зоны в целом. Количественно этот эффект характеризуется мощностным коэф. реактивности, к-рый равен изменению реактивности при изменении мощности на единицу, а также температурным коэф. реактивности, равным отношению изменения реактивности к темп-ре теплоносителя (при пост. мощности).

Из-за конечных теплопроводности и теплоёмкости изменения темп-ры в разных частях и элементах активной зоны происходят с разной скоростью. Соответственно коэффициенты реактивности состоят из компонент в общем случае разл. величины, а также знака, с разными периодами установления. Наиб. быстрая компонента обусловлена нагреванием топлива, при к-ром за счёт т. н. доплеровского уширения резонансов происходит перераспределение парциальных сечений взаимодействия нейтронов с ядрами реакторных материалов. Значения коэффициентов реактивности изменяются с мощностью, а также в процессе выгорания горючего. Порядок величины асимптотич. коэффициентов реактивности: мощностного — 10^{-5} МВт$^{-1}$, температурного — 10^{-5} К$^{-1}$.

Влияние темп-ры и мощности на реактивность означает наличие в Я. р. внутр. обратной связи. В большинстве случаев эта обратная связь отрицательна, что способствует стабильности Я. р. в аварийных ситуациях, в т. ч. при выходе системы управления из строя. На величину этой обратной связи можно влиять соответствующими конструктивными мерами. Правила ядерной безопасности устанавливают жёсткие требования к параметрам внутр. устойчивости Я. р.

Связанные с накоплением осколков эффекты влияния на реактивность — отравление и шлакование. Отравление имеет место только в тепловых Я. р. и обусловлено в первую очередь образованием ^{135}Xe (с выходом 6—7% на акт

деления), обладающего колоссальным сечением поглощения тепловых нейтронов — $2{,}7 \cdot 10^6$ барн. Исчезает ^{135}Xe как за счёт β-распада (с периодом 9,2 ч), так и из-за выгорания — превращения при захвате нейтрона в слабопоглощающий ^{136}Xe. При большой мощности, отвечающей потоку 10^{13} нейтрон/см$^2 \cdot$с и выше, второй эффект становится превалирующим. После остановки Я. р. кол-во ^{135}Xe растёт, т. к. продолжается β-распад его предшественника — ^{135}I (с периодом 6,7 ч), а выгорание отсутствует, до тех пор пока не установится равновесие с его собственным β-распадом. Связанное с этим врéменное снижение реактивности после остановки теплового Я. р. носит назв. иодной ямы. Более слабый эффект — отравление ^{149}Sm, сечение поглощения тепловых нейтронов для к-рого составляет $5{,}3 \cdot 10^4$ барн. Потеря реактивности за счёт накопления других, слабо поглощающих нейтроны осколков — шлакование — практически не зависит от уровня мощности и пропорц. достигнутой степени выгорания топлива. В быстрых Я. р., где нет сильных поглотителей нейтронов, отравление отсутствует, а шлакование относительно мало.

Система управления и защиты Я. р. (СУЗ) включает в себя след. подсистемы: оперативного регулирования, управляющую относительно небольшой (десятые доли β) положит. и отрицат. реактивностью, достаточной для обеспечения необходимых переходных режимов; подсистему аварийной защиты, быстро вводящую по сигналу о выходе технол. параметров за допустимые пределы большую (неск. β) отрицат. реактивность и останавливающую цепную реакцию; подсистему компенсации, сравнительно медленно вводящую положит. реактивность для компенсации её снижения как за счёт температурных эффектов, так и из-за выгорания ядерного горючего и накопления осколков. Изменение реактивности в нужную сторону осуществляется движением регулирующих стержней по показаниям следящих за мощностью ионизац. камер и др. технол. датчиков. Управление Я. р. может осуществляться в автоматич. и ручном режимах.

СУЗ — система высокого класса, обеспечивающая безопасное управление Я. р. в нормальных и регламентных аварийных ситуациях за счёт надлежащей внешней обратной связи.

Лит.: Вейнберг А., Вигнер Е., Физическая теория ядерных реакторов, пер. с англ., М., 1961; Крамеров А. Я., Щевелев Я. В., Инженерные расчеты ядерных реакторов, М., 1964; Бать Г. А., Коченов А. С., Кабанов Л. П., Исследовательские ядерные реакторы, М., 1972; Белл Д., Глесстон С., Теория ядерных реакторов, пер. с англ., М., 1974. *О. Д. Казачковский.*

ЯДЕРНЫХ АССОЦИА́ЦИЙ МОДЕ́ЛЬ — см. *Нуклонных ассоциаций модель.*

ЯДРА ГАЛА́КТИК — компактные сгущения вещества в центр. областях мн. *галактик*. Они включают в себя всё вещество, сконцентрированное во внутр. областях галактик,— звёзды, газ, пыль, магн. поля, космич. лучи и т. д. По *светимости*, размерам, массе, морфологии и звёздному составу Я. г. столь же разнообразны, как и сами галактики. В нек-рых Я. г. наблюдаются бурные нестационарные процессы: вспышки *звездообразования*, выбросы, истечение вещества, быстрая переменность *блеска*, нетепловое излучение. В тех случаях, когда ядро представляет собой относительно «спокойный» объект, наблюдаемый как звёздное скопление достаточно правильной формы (напр., эллипсоид), его наз. нормальным (обычным). Если же ядро имеет необычную структуру, цвет, аномально высокую светимость или др. особенности, то его наз. пекулярным (особым). Из пекулярных Я. г. наибольший интерес представляют активные Я. г., светимость к-рых может на неск. порядков превосходить светимость окружающей галактики (см. *Объекты с активными ядрами*). У нек-рых галактик, напр. у Большого и Малого Магеллановых Облаков, вообще нет ядер. Отсутствие ядер, по-видимому, типично для т. н. неправильных галактик с относительно небольшой массой, у к-рых нет заметной концентрации вещества к центру.

Нормальные Я. г. Наиболее отчётливо Я. г. выделяются у *спиральных галактик*, сфероидальная составляющая к-рых представляет собой ряд вложенных друг в друга подсистем возрастающей плотности. Наиб. обширной и разреженной из них является корона; её размер может существенно превосходить размеры галактики. Далее идёт звёздное гало — разреженная сфероидальная подсистема с характерными размерами порядка видимых размеров галактики. Внутри гало расположен более плотный балдж (выпуклость), хорошо видимый на фотографиях галактик и имеющий размеры порядка неск. килопарсек. В балджах ряда близких галактик найдена ещё более плотная подсистема — ядро, радиус к-рого обычно составляет неск. сотен парсек. Внутри ядра у неск. ближайших галактик обнаружено очень плотное центр. звёздное скопление с размерами всего лишь неск. парсек — «компактное ядро», или «керн», иногда просто «ядро» (общепринятого термина нет). Каждая последующая подсистема выделяется на фоне предыдущей градиентом яркости. Следует отметить, что термин «Я. г.» не является окончательно устоявшимся. Иногда Я. г. называют балджи, особенно при описании далёких галактик, внутр. структура к-рых неразрешима. В случае галактик с активными ядрами Я. г. называют звездоподобный центр. источник.

Наиб. эффективным способом исследования внутр. областей галактик является анализ кривых вращения (см. *Вращение галактик*). Кривая вращения даёт информацию о распределении вещества по радиусу галактики и о характере его вращения. У нек-рых близких галактик с развитым балджем на кривой вращения найдены один или два локальных пика (рис. 1), свидетельствующих о том, что

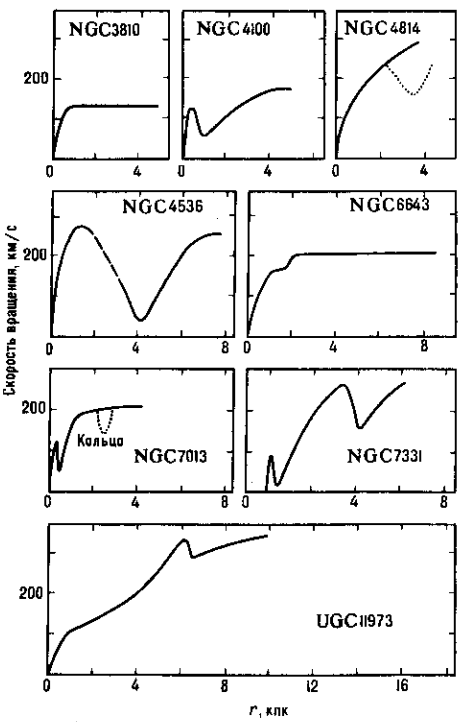


Рис. 1. Кривые вращения нескольких спиральных галактик с развитым балджем.

ядро и балдж являются, скорее всего, динамически выделенными подсистемами. Обычно кривая вращения указывает на твердотельный характер вращения этих подсистем (участки линейного роста скорости). Аналогичные кривые, построенные для самых внутренних областей, свидетельствуют о том, что керны вращаются твердотельно и независимо от прилегающих областей ядра. Не у всех близких галактик обнаружены ярко выраженные ядра и керны.

В ряде случаев ядро представляет собой естеств. продолжение балджа и динамически никак не выделено. Типичные параметры Я. г., для к-рых были построены кривые вращения: масса $\sim 10^9 M_\odot$ ($M_\odot$ — масса Солнца), радиус ≈ 200—400 пк, макс. скорость вращения ≈ 100—150 км/с.

Ядро ближайшей массивной спиральной галактики М31 имеет форму эллипсоида (рис. 2), большая полуось

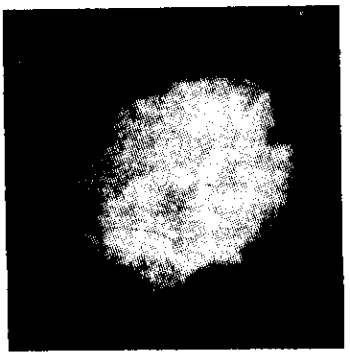


Рис. 2. Фотография ядра галактики М31.

≈ 400 пк, масса $\sim 10^9 M_\odot$. Внутри ядра найден эллипсоидальный быстровращающийся керн, к-рый выделяется на фоне ядра градиентом яркости (рис. 3). Керн похож на шаровое скопление, но на 2—3 порядка плотнее и массивнее. Масса керна $\sim (10^7$—$10^8) M_\odot$ (разброс обусловлен неоднозначностью выбора *масса — светимость зависимости* для входящих в его состав звёзд), характерные размеры эллипсоида 5,4 × 9,4 пк. Скорость вращения приблизительно линейно возрастает от нуля до 87 км/с на расстоянии 6,5 пк, а затем падает почти до нуля на расстоянии 15 пк. В ядре М31 обнаружены газ и пыль.



Рис. 3. Фотометрический профиль галактики М31.

Распределение звёзд в центр. областях Галактики аналогично М31. Выделяют ядро и керн, к-рые по своим параметрам близки к соответствующим подсистемам в М31. В ядре Галактики обнаружено много газа, б. ч. к-рого сосредоточена в молекулярном диске радиусом ≈ 700 пк. Имеются газопылевые комплексы, источники ИК-излучения, *зоны HII*. Всё это свидетельствует о происходящем в ядре процессе звездообразования (см. *Галактический центр*). Вблизи динамич. центра Галактики плотность звёзд возрастает с уменьшением расстояния от центра (вплоть до расстояний $\sim 10^{-2}$ пк). Это, по-видимому, говорит о том, что в центре керна Галактики имеется очень компактный сверхмассивный объект (возможно, *чёрная дыра*) массой $\sim 10^6 M_\odot$. Исследование динамики центр. областей нек-рых ближайших галактик (напр., М31, М32, М87) также указывает на возможность существования в них компактного массивного тела.

В спиральной галактике М33, находящейся на таком же расстоянии, что и М31, ядро представляет собой не эллипсоид, а тонкий диск, густо населённый голубыми звёздами-гигантами и облаками пыли. Диаметр ядра ≈ 250 пк. По звёздному составу и морфологии ядро М33 резко отличается от ядер др. спиральных галактик. Имеется керн с характерным радиусом $\approx 4{,}9$ пк и массой $\approx 6 \cdot 10^6 M_\odot$. Возможно, дисковая форма ядра типична для галактик с повышенной скоростью звездообразования в центр. областях. Не исключено, что ядра этих галактик имеют нормальную эллипсоидальную форму, а диск просто более ярок из-за присутствия в нём молодых массивных звёзд.

Распределение концентрации звёзд в эллиптич. галактиках более плавное, чем в спиральных (без скачков), и под ядром обычно подразумевается внутренняя, самая плотная часть галактики. Наиб. подробно изучено ядро массивной эллиптич. галактики М87, в центре к-рой обнаружен пик плотности с распределением звёзд, сильно отличающимся от распределения звёзд в окружающей галактике. Возможное объяснение этого пика — присутствие в центре галактики сверхмассивной чёрной дыры массой $\approx 5 \cdot 10^9 M_\odot$. Исследование ближайших эллиптич. галактик показало, что у двух из них — М32 и NGC205, являющихся спутниками галактики М31, имеются плотные быстровращающиеся керны. Масса керна в М32 составляет $(6$—$8) \cdot 10^6 M_\odot$, характерный радиус ≈ 17 пк.

Нормальные ядра эллиптич. галактик, так же, как и ядра спиральных галактик, часто проявляют признаки слабой активности. Так, многие из них являются слабыми источниками радиоизлучения; в М87 наблюдается выброс, аналогичный выбросам из *радиогалактик* и *квазаров*, но меньшей мощности.

Пекулярные Я. г. Часть галактик (примерно 10% от полного их числа) имеет пекулярные ядра. Следует отметить, что границы между пекулярными и нормальными Я. г. часто условны: подробное изучение ядер близких галактик показало, что они, как правило, обладают тем или иным видом пекулярности. Из разл. видов пекулярности Я. г. можно выделить следующие:

1) ядро очень маленькое и имеет аномально высокую светимость в к.-л. диапазоне длин волн, спектр излучения нетепловой; линии в спектре очень широкие, что свидетельствует о движении газа с высокими скоростями. Такие ядра выделяют в отдельный класс — активных Я. г.;

2) ядро характеризуется аномально голубым цветом. В спектре присутствуют яркие, сравнительно узкие эмиссионные линии. В этих ядрах, по-видимому, протекают процессы активного звездообразования, имеется много молодых горячих звёзд и газа. Из-за удалённости мн. галактик такого типа трудно судить о характерном размере излучающей области;

3) ядерная область состоит из «горячих пятен». В центре нек-рых галактик, преим. типов SAB и SB (галактики с перемычкой — баром), наблюдается клочковатое кольцо (или спираль), в центре к-рого находится малое ядро. Клочковатость, наличие ярких линий в спектре и его характер свидетельствуют о том, что ядерная область представляет собой плоское образование, состоящее из молодых звёзд и богатое газом. Это целая галактика, но в миниатюре, возникшая в балдже другой;

4) двойные и кратные ядра. Галактик с такими ядрами известно не очень много, ~ 100. Нек-рые из них, возможно, являются результатом слияния галактик.

Часто отмечают и др. виды пекулярности, напр. выделяют в отд. класс галактики с выбросами из ядра.

Галактики с активными ядрами составляют неск. процентов от полного числа галактик. Наиб. многочисленным подклассом галактик с активными ядрами являются *сейфертовские галактики* (СГ). Однако даже ближайшие СГ находятся от нас так далеко, что исследование внутр. структуры ядра оказывается затруднительным. Исследование же внеш. областей показало, что СГ, в отличие от нормальных спиральных галактик того же морфологич. типа, имеют, как правило, более мощный балдж. Это позволяет предполагать, что в ядрах СГ имеются более массивные и компактные керны, чем в ядрах нормальных галактик. Внеш. области др. типов галактик с активными ядрами, напр. радиогалактик и квазаров, изучены хуже.

Из разл. признаков активности Я. г. наиб. существенным с точки зрения построения моделей является выделение огромной энергии 10^{43}—10^{48} эрг/с в области с малыми характерными размерами 10^{14}—10^{15} см (соответствующими характерному времени переменности 1—10 ч). Наиб. приемлемой моделью, объясняющей этот фено-

мен, а также ряд др. признаков активности, по-видимому, явл. модель аккрецирующей (см. *Аккреция*) массивной чёрной дыры (ЧД). Эта модель привлекательна также тем, что ЧД устойчива и может существовать неограниченно долгое время (в отличие от сверхмассивной звезды, время жизни к-рой до потери устойчивости $\sim 10^5$—10^6 лет). Если предположить, что излучающий газ гравитационно связан с ЧД, то с учётом *вириала теоремы* (при ряде модельных предположений) по доплеровскому уширению разрешённых линий можно грубо определить массу ЧД.

В модели активного Я. г. как аккрецирующей ЧД важным вопросом является вопрос об образовании ЧД и об источниках аккрецирующего газа. Наиб. привлекательной представляется модель, в к-рой и массивная ЧД, и газ образуются из керна. При этом в зависимости от параметров керна (массы и радиуса) доминирующим является один из двух механизмов его разрушения: приливное разрушение звёзд в поле ЧД либо разрушение звёзд при их физ. столкновениях. Последний механизм оказывается эффективным в самых плотных и массивных кернах. В этой модели предполагается, что активность возникает не во всех галактиках, а только в тех из них, к-рые имеют мощную сфероидальную составляющую с повыш. концентрацией звёзд к центру и как следствие — массивный керн. Если предположить, что в ядрах СГ (имеющих *красное смещение* $z \approx 0$) осн. роль в «подпитке» ЧД играют звёзды керна, то можно грубо оценить его массу по известной светимости ядра и времени его разрушения ($\sim 10^{10}$ лет).

Во мн. моделях активных Я. г. предполагается, что подпитка ЧД осуществляется за счёт газа, теряемого звёздами ядра, балджа или всей галактики. Иногда предполагают, что газ стекает с соседней галактики при взаимодействии галактик. В этих моделях важной проблемой является проблема потери угл. момента стекающим газом. Дело в том, что даже в галактиках с малым угл. моментом газ (без потери момента) должен оседать в диск с радиусом, значительно превышающим радиус керна. Обсуждается механизм потери момента в результате интенсивного звездообразования в галактич. газовом диске, следствием к-рого являются усиленная турбулентность и ускоренное стекание газа к центр. областям галактики. Бароподобные структуры, часто наблюдаемые в Я. г., также, возможно, способствуют переносу газа из диска в ядро.

Происхождение Я. г. Существует ряд гипотез происхождения Я. г. В ранних гипотезах предполагалось, что Я. г. являются центрами формирования галактик. В последнее время преобладает противоположная точка зрения — галактика формируется из единого газов. облака, фрагментирующего на звёзды. Звездообразование, по-видимому, происходило постепенно. Часть газа сразу превратилась в звёзды, оставшийся газ постепенно охлаждался и сжимался, образовывая всё более плотные подсистемы. К этому первичному газу присоединялся газ, сбрасываемый вновь образовавшимися массивными звёздами, к-рые успели проэволюционировать (см. *Эволюция звёзд*). В этой схеме легко объясняется тот факт, что содержание тяжёлых элементов растёт от периферии к центру Галактики. Однако трудности, связанные с потерей угл. момента, остаются и в этой схеме (если только не предполагать, что часть вещества $\sim 1\%$ в первонач. облаке имела предельно малый момент). Скорее всего, схема образования Я. г. более сложна, и эта задача требует дальнейшего решения.

Лит.: Воронцов-Вельяминов Б. А., Внегалактическая астрономия, 2 изд., М., 1978; Физика космоса (маленькая энциклопедия), под ред. Р. А. Сюняева, 2 изд., М., 1986, с. 766; Илларионов А. Ф., Романова М. М., Плотное звездное скопление — возможный источник газа в активных ядрах галактик и квазарах, «Астрономический журнал», 1988, т. 65, с. 682; Афанасьев В. Л. [и др.], Вращение внутренних областей спиральных галактик. III, «Астрофизика», 1988, т. 29, с. 155. *М. М. Романова.*

ЯДРО́ А́ТОМНОЕ — центральная массивная часть атома, состоящая из протонов и нейтронов (нуклонов). В Я. а. сосредоточена почти вся масса атома (более 99,95%). Размеры ядер порядка 10^{-13}—10^{-12} см. Ядра имеют положит. электрич. заряд, кратный абс. величине заряда электрона e: $Q = Ze$. Целое число Z совпадает с порядковым номером элемента в *периодической системе элементов*. Я. а. было открыто Э. Резерфордом (E. Rutherford) в 1911 в опытах по рассеянию α-частиц при прохождении их через вещество.

Состав ядра. Вскоре после открытия нейтрона Дж. Чедвиком (J. Chadwick, 1932), Д. Д. Иваненко и В. Гейзенбергом (W. Heisenberg) независимо было высказано фундам. предположение о том, что Я. а. состоит из протонов (p) и нейтронов (n). Общее число нуклонов в Я. а. наз. массовым числом A, число протонов в ядре равно заряду ядра Z, число нейтронов $N = A - Z$. Ядра с одинаковыми зарядами Z и разным числом нейтронов наз. изотопами, ядра с разными Z и одинаковыми N — изотонами, ядра с одинаковыми A и разными Z и N — изобарами. По совр. представлениям, протон и нейтрон состоят из *кварков* и *глюонов* и Я. а. — сложная система из большого кол-ва кварков, глюонных и мезонных полей, взаимодействующих друг с другом. Последовательное описание Я. а. должно достигаться в рамках *квантовой хромодинамики*. Однако в силу своей сложности эта задача ещё не решена.

Составная природа нуклонов проявляется лишь в столкновениях с большой передачей импульса и энергии. При небольших энергиях возбуждения такие столкновения в ядре редки. Поэтому при описании Я. а. и *ядерных реакций*, происходящих при не слишком больших энергиях ($\leqslant 1$ ГэВ на нуклон), в первом приближении можно считать, что ядра состоят из вполне определённого числа нуклонов, движущихся с нерелятивистскими скоростями ($v^2/c^2 \sim 0{,}1$). Кварки «заперты» каждый в своём нуклоне. Нуклоны не теряют своей индивидуальности и обладают примерно такими же свойствами, как и в свободном состоянии (за нек-рыми исключениями, см. ниже). Протонно-нейтронная картина строения Я. а. является приближённой и нарушается при высоких энергиях возбуждения и в процессах с большой передачей импульса и энергии.

В обычных условиях отклонения от протонно-нейтронной модели, связанные с составной природой нуклонов и кварк-глюонной структурой Я. а., невелики и заключаются в следующем. 1) В результате взаимодействия между нуклонами последние могут существовать в Я. а. не только в основном, но и в возбуждённых состояниях, наз. нуклонными изобарами. Низшим из них по энергии является т. н. Δ-изобара (см. *Резонансы*). Часть времени ($\sim 1\%$) нуклоны в ядре могут пребывать в виде нуклонных изобар. 2) Запирание кварков в нуклонах не является абсолютным, в ядре могут на короткое время образовываться сгустки кварк-глюонной материи (*флуктоны*), состоящие из 6, 9 и т. д. кварков (см. *Кварк-глюонная плазма*). 3) Свойства нуклонов, связанных в ядре, могут отличаться от свойств свободных нуклонов. Как показывают эксперименты по глубоко неупругому рассеянию (см. *Глубоко неупругие процессы*) *лептонов* на ядрах, структурные ф-ции нуклонов в ядре, характеризующие распределение кварков по импульсам в нуклоне, отличаются от структурных ф-ций свободных нуклонов (эффект ЕМС — Европейской Мюонной Коллаборации, ЦЕРН, 1982). Одно из возможных объяснений эффекта ЕМС основано на гипотезе об увеличении радиуса нуклона в ядре по сравнению со свободным нуклоном. 4) В ядрах периодически на время 10^{-23}—10^{-24} с появляются (виртуальные) *мезоны*, в т. ч. *пи-мезоны*. Исследование ненуклонных степеней свободы ядра — осн. предмет совр. исследований в *релятивистской ядерной физике*.

Ядерные силы. Нуклоны являются *адронами*, т. е. принадлежат к числу частиц, испытывающих *сильное взаимодействие*. Взаимодействие между нуклонами, удерживающее их в ядре, т. е. *ядерные силы*, возникает в результате взаимодействия между составными частями (кварки, глюоны), к-рые образуют нуклоны. Теория ядерных сил на основе кварковых представлений находится в стадии становления и пока не завершена.

Традиционная мезонная теория ядерных сил основана на идее, предложенной в 1935 Х. Юкавой (H. Yukawa). Согласно мезонной теории, взаимодействие между нуклонами

осуществляется путём обмена мезонами. Ядерные силы характеризуются радиусом действия; он определяется *комптоновской длиной волны* мезонов, к-рыми обмениваются нуклоны, $\lambda_c = \hbar/\mu c$, где μ — масса мезона. Наиб. радиус действия имеют силы притяжения, обусловленные обменом π-мезонами. Для них $\lambda_c = 1{,}41$ Фм (1 Фм $= 10^{-13}$ см). Это соответствует расстоянию между нуклонами в ядрах. Обмен более тяжёлыми мезонами (ρ, ω и др.) оказывает влияние на взаимодействие между нуклонами на меньших расстояниях, вызывая, в частности, отталкивание между ними на расстояниях $\leqslant 0{,}4$ Фм.

Размеры ядер зависят от числа нуклонов в ядре и изменяются в пределах от 10^{-13} до 10^{-12} см. Эксперим. данные показывают, что ср. плотность нуклонов (число нуклонов в единице объёма) почти одинакова во всех ядрах с $A \geqslant 20$. Это означает, что объём ядра пропорционален A, а его радиус R пропорционален $A^{1/3}$:

$$R = aA^{1/3}, \qquad (1)$$

где постоянная a близка к радиусу действия ядерных сил. Различают зарядовый радиус ядра, т. е. ср. радиус распределения протонов в ядре, и радиус распределения ядерного вещества (радиус распределения нуклонов независимо от их сорта). Первый измеряется в экспериментах с *электромагнитным взаимодействием* (рассеяние электронов высоких энергий на ядрах, исследование уровней *мюонных атомов*), что даёт значение $a = 1{,}12$ Фм; второй — в ядерных реакциях с участием адронов (рассеяние нуклонов, α-частиц, взаимодействие π- и К-мезонов с ядрами и др.). При этом получают несколько большее значение $a = 1{,}2$—$1{,}4$ Фм. Ср. плотность ядерного вещества очень велика и составляет $\sim 10^{14}$ г/см^3.

Эксперименты по рассеянию быстрых электронов на ядрах позволили не только определить ср. размеры ядра, но и детально исследовать распределение заряда $\rho(r)$ в ядре. Эксперим. результаты лучше согласуются не с однородным распределением заряда в ядре, а с т. н. фермиевским распределением:

$$\rho(r) = \rho_0/(1 + e^{(r - R_0)/b}), \qquad (2)$$

где $R_0 = 1{,}1\ A^{1/3}$ Фм. Это распределение показывает, что плотность заряда почти постоянна во внутр. области ($r < R_0$) тяжёлого или ср. ядра и экспоненциально спадает за её пределами. Параметр $b = 0{,}5$ Фм характеризует «размытость» поверхности ядра; он почти одинаков для всех ядер и означает, что «толщина» ядерной поверхности (интервал, на к-ром плотность заряда убывает от 90% до 10% значения $\rho_0 = 0{,}17$ нуклон/Фм^3) составляет 2,2 Фм.

Ф-лы (1,2) описывают зависимость радиуса ядра R и плотности заряда $\rho(r)$ от A в среднем и не учитывают индивидуальных особенностей строения ядер. Последние могут привести к нерегулярностям в изменении R. В частности, из измерений *изотопических сдвигов* энергий атомных уровней следует, что иногда радиус ядра может даже уменьшаться при добавлении двух нейтронов (напр., радиус ядра ^{48}Ca меньше радиуса ^{46}Ca). Измерение изотопич. сдвигов уровней атомов и мезоатомов дало возможность оценить изменение радиуса ядра в возбуждённом состоянии. Как правило, по мере возбуждения ядра его радиус увеличивается, но незначительно (доли %). Имеющиеся данные свидетельствуют о том, что распределения протонов и нейтронов в ядре практически одинаковы. Но в тяжёлых ядрах из-за больших кулоновских сил и связанного с ними избытка нейтронов радиус распределения нейтронов может немного превышать радиус распределения заряда (нейтронное гало). Подобное гало может возникать также в лёгких ядрах, перегруженных нейтронами (^{11}Li).

Энергия связи и масса ядра. Энергией связи ядра $\mathscr{E}_{св}$ наз. энергия, к-рую необходимо затратить, чтобы расщепить ядро на отд. нуклоны. Она равна умноженной на c^2 разности суммарной массы всех нуклонов, входящих в состав ядра, и массы M самого ядра:

$$\mathscr{E}_{св} = c^2(Zm_p + Nm_n - M). \qquad (3)$$

Здесь m_p, m_n — массы протона и нейтрона. Энергия связи ядра примерно пропорц. числу нуклонов в ядре, а уд. энергия связи $\mathscr{E}_{св}/A$ почти постоянна (для большинства ядер $\mathscr{E}_{св}/A \sim 6$—$8$ МэВ). Это свойство, называемое насыщением ядерных сил, означает, что нуклон в ядре эффективно взаимодействует не со всеми нуклонами ядра, а только с нек-рым ограниченным их числом (в противном случае уд. энергия связи была бы пропорц. A).

Постоянство плотности и уд. энергии связи ядра сближает свойства ядра со свойствами жидкости. Это сходство легло в основу модели ядра как жидкой капли (*капельная модель ядра*), исходя из к-рой К. Ф. фон Вайцзеккер (C. F. von Weizsäcker) в 1935 предложил полуэмпирич. ф-лу (*Вайцзеккера формула*) для энергии связи ядра:

$$\mathscr{E}_{св} = b_1A - b_2A^{2/3} - b_3Z^2A^{-1/3} - b_4\frac{(N-Z)^2}{A} + \delta(A, Z)A^{-3/4}. \qquad (4)$$

Здесь первый член описывает объёмную энергию «капли», второй — характеризует ослабление связи для нуклонов, находящихся на поверхности ядра, третий член описывает вклад кулоновской энергии капли радиусом $R \sim A^{1/3}$ и с зарядом Z. Четвёртый член (т. н. энергия симметрии) не имеет классич. аналога и отражает тот факт, что притяжение между нуклонами разного сорта в ср. сильнее, чем для одинаковых нуклонов. Это вместе с *Паули принципом* делает энергетически невыгодным значит. отклонение N от Z. Пятый член наз. энергией спаривания:

$$\delta = \begin{cases} 33{,}57 \text{ МэВ}, & \text{для чётных } N \text{ и } Z; \\ 0, & \text{для нечётных } A; \\ -33{,}57 \text{ МэВ}, & \text{для нечётных } N \text{ и } Z. \end{cases}$$

Он воспроизводит опытный факт, что чётно-чётные ядра (Z и N чётные) связаны сильнее, чем соседние чётно-нечётные, а последние, в свою очередь, более устойчивы, чем нечётно-нечётные ядра.

Совр. значения параметров ф-лы Вайцзеккера: $b_1 = 15{,}75$ МэВ, $b_2 = 17{,}8$ МэВ, $b_3 = 0{,}71$ МэВ, $b_4 = 23{,}7$ МэВ. Ф-ла (4) в ср. хорошо описывает энергии связи ядер, ограничивает значением $Z^2/A \sim 46$ область существования ядер, устойчивых по отношению к делению. Однако она не учитывает индивидуальных особенностей оболочечной структуры ядра. Эти эффекты можно учесть методом оболочечной поправки Струтинского, предсказывающим возможность существования т. н. островов стабильности сверхтяжёлых ядер при $Z \sim 114$ (см. *Трансурановые элементы*).

Квантовые характеристики ядерных уровней. Я. а. при энергиях ниже порога распада (с испусканием нуклона, α-частицы и т. п.) может находиться только в дискретных состояниях с определ. энергией, характеризующихся набором квантовых чисел, задающих значения сохраняющихся величин (интегралов движения) в этих состояниях. Выше порога распада ядра дискретные состояния становятся нестационарными и проявляются в ядерных реакциях как резонансы конечной ширины.

Наиб. важными характеристиками ядерных состояний являются спин ядра (или момент кол-ва движения, называемый также угловым моментом ядра) I и чётность $\pi = \pm 1$. Спин I измеряется в единицах $\hbar$ и принимает полуцелые значения ($I = {}^1/_2, {}^3/_2, \ldots$) у нечётных ядер и целочисленные значения ($I = 0, 1, 2, \ldots$) у чётных ядер. Чётность π указывает на симметрию волновой ф-ции ψ ядерного состояния относительно зеркального отражения пространства P (см. *Пространственная инверсия*): $P\psi = \pi\psi$. В связи с этим для ядерных состояний указывают объединённую характеристику I^π. Эмпирически установлено, что осн. состояния чётно-чётных ядер имеют характеристику 0^+. Спины и чётности нечётных ядер, как правило, объясняются моделью оболочек (см. ниже). Строго говоря, чётность не является точным квантовым числом, поскольку она не сохраняется при *слабом взаимодействии*. За счёт сил *электрослабого взаимодействия* между нуклонами происходит смешивание состояний с одним и тем же спином I и противоположными чётностями. Однако вследствие малости сил, нарушающих чётность, указанное смешивание мало

и им можно пренебречь при рассмотрении спектров ядерных уровней, разнообразных ядерных реакций и переходов, за исключением процессов, направленных специально на изучение явления *несохранения чётности в ядрах*.

Ещё одной важной, хотя и приближённой ядерной характеристикой является *изотопический спин* (или изобарический спин) T, к-рый складывается из изоспинов отд. нуклонов по тем же правилам, что и обычный спин. Сохранение этой величины связано с *изотопической инвариантностью* ядерных сил, к-рая состоит в том, что ядерные взаимодействия между двумя нуклонами в одинаковых пространств. и спиновых состояниях не зависят от сорта нуклонов, т. е. одинаковы в парах pp, pn и nn. Изотопич. спин (изоспин) может принимать значения $T \geqslant (N-Z)/2$, целые для чётных ядер и полуцелые для нечётных. Подобно обычному спину, он имеет также фиксированную проекцию на одну из осей формального изоспинов. пространства $T_Z=(A-2Z)/2$. Она связана с зарядом ядра и поэтому является строго сохраняющейся величиной во всех ядерных состояниях. В отличие от этого, изоспин T является приближённым квантовым числом. Нарушение изоспина (т. е. смешивание компонент с разл. значениями T в волновой ф-ции ядерного состояния) обусловлено различием масс протона и нейтрона, а также кулоновским взаимодействием между протонами. В лёгких ядрах с $Z \leqslant 20$ эти эффекты малы и изоспин T является достаточно точным квантовым числом. В результате ядерные состояния можно характеризовать квантовыми числами T и T_Z, а состояния с одинаковыми значениями I^π, T в соседних ядрах-изобарах объединить в изотопич. мультиплеты. Поскольку проекция изоспина принимает значения $T_Z=T,\ T-1,\ \ldots,\ -T$, то в изотопич. мультиплет входит $2T+1$ уровней.

Опытным путём установлено, что энергия возбуждения ядерного состояния тем выше, чем больше изоспин. Поэтому в осн. состоянии ядра $T=T_Z$ и у чётно-чётных ядер с $Z=N$ $T=0$. Ядра с $T={}^1/_2$ и $T_Z=\pm{}^1/_2$ образуют изодублет (напр., ^{3}H — ^{3}He). Примером изотриплета могут служить осн. состояние 0^+ ($T=1$, $T_Z=1$) ядра ^{6}He, возбуждённое состояние 0^+ ($T=1$, $T_Z=0$) ядра ^{6}Li (энергия возбуждения 3,56 МэВ) и осн. состояние ядра ^{6}Be ($T=1$, $T_Z=-1$). В ядерной физике принято приписывать нуклону изоспин $T={}^1/_2$ и значения $T_Z={}^1/_2$ нейтрону, $T_Z=-{}^1/_2$ протону, в отличие от физики элементарных частиц, где используются противоположные знаки проекций изоспина нуклона. Это сделано из соображений удобства, чтобы значения T_Z были положительны для стабильных ядер, у к-рых $N>Z$.

Состояния ядер, входящих в состав одного изотопич. мультиплета, наз. *аналоговыми состояниями*. Вследствие изотопич. инвариантности ядерных сил структура (чисто ядерная) этих состояний одинакова, а все отличия в их свойствах обусловлены эл.-магн. взаимодействием. Напр., энергии связи аналоговых состояний одинаковы с точностью до различия кулоновских энергий в ядрах данного мультиплета. С увеличением Z возрастает роль кулоновского взаимодействия. Поэтому в тяжёлых ядрах точность изоспина как квантового числа уменьшается. Тем не менее следы изоспиновой симметрии проявляются в том, что в разл. ядерных реакциях наблюдаются открытые в 1961 состояния, нестабильные по отношению к испусканию нуклона, к-рые являются аналогами основного или низших стабильных возбуждённых состояний соседнего ядра с меньшим Z (аналоговые резонансы). Напр., при рассеянии протонов на стабильном ядре A с числами нейтронов и протонов N и Z ($T_0=T_Z=(N-Z)/2$) наблюдаются резонансы, отвечающие образованию *составного ядра* $A+1$ ($Z+1$, N) в возбуждённом состоянии с квантовыми числами $T=T_0+{}^1/_2$, $T_Z=T_0-{}^1/_2$, входящем в тот же изотопич. мультиплет, что и осн. состояние соседнего ядра $A+1$ ($N+1$, Z), $T=T_Z=T_0+{}^1/_2$. Однако эксперименты показали, что аналоговые резонансы имеют тонкую структуру, к-рая свидетельствует о том, что имеет место смешивание аналогового состояния, характеризуемого изоспином $T_0+{}^1/_2$, с др. возбуждёнными состояниями составного ядра, отвечающими изоспину $T=T_0-{}^1/_2$.

Электрические и магнитные моменты ядер. В каждом из возможных состояний Я. а. имеет определ. значения магн. дипольного момента и квадрупольного электрического момента (см. *Квадрупольный момент ядра*). Статич. магн. момент может быть отличен от 0 только в том случае, когда спин ядерного состояния $I \neq 0$, а статич. квадрупольный момент может иметь ненулевое значение лишь при $I > {}^1/_2$. Ядерное состояние с определ. чётностью не может иметь отличного от нуля электрич. дипольного момента ($E1$), а также др. электрич. моментов $E\lambda$ нечётной мультипольности λ и статич. магн. моментов $M\lambda$ чётной мультипольности λ. Существование ненулевого электрич. дипольного момента $E1$ запрещено также инвариантностью относительно обращения времени (T-инвариантность). Поскольку эффекты несохранения чётности и нарушения T-инвариантности очень малы, то дипольные электрич. моменты ядер или равны 0, или очень малы и пока недоступны для измерения.

Магн. моменты ядер ($M1$) имеют порядок величины ядерного *магнетона*. Электрич. квадрупольные моменты eQ изменяются от $e \cdot 10^{-27}$ см^2 в нек-рых лёгких ядрах до $e \cdot 10^{-24}$ см^2 в тяжёлых деформированных ядрах. Систематическая информация о магн. и квадрупольных моментах имеется только для осн. состояний ядер. Они могут быть измерены радиоспектроскопич. методами (см. *Ядерный магнитный резонанс*). Спец. методами (метод возмущённых угловых корреляций) можно измерять также статич. магн. и квадрупольные моменты возбуждённых состояний ядер. Данные по магн. и квадрупольным моментам ядер содержат важную информацию о структуре и форме ядер и используются для построения и проверки ядерных моделей. Есть нек-рые данные о высших мультипольных моментах ядер (напр., гексадекапольных — $E4$).

Структура и модели ядер

Я. а. представляет собою квантовую систему мн. тел, сильно взаимодействующих друг с другом. Теоретич. описание свойств такой системы (спектров энергетич. уровней, распадов, ядерных реакций и квантовых переходов) является трудной задачей. Число нуклонов A в ядре не столь велико, чтобы можно было без оговорок использовать методы статистич. механики (см. *Гиббса распределения*), успешно применяемой в физике конденсир. сред (жидкости, твёрдые тела). В то же время точное решение в квантовой механике возможно лишь для задачи двух тел (*дейтрон*). Успехи, достигнутые в решении задачи 3—4 тел гл. обр. с помощью ур-ний Фаддеева и Фаддеева — Якубовского, позволяют получать строгие количеств. результаты лишь для самых лёгких ядер ^{3}H, ^{3}He, ^{4}He. Ситуация осложняется недостаточной определённостью наших знаний о ядерных силах. Наконец, установление составной природы нуклонов превращает систему A нуклонов в систему, по крайней мере, $3A$ кварков, что ещё более усложняет задачу описания структуры и свойств ядер. Последовательное решение этой задачи может быть достигнуто только в рамках (непертурбативной) *квантовой хромодинамики*, но она ещё далека от разрешения.

Понимание структуры ядра основано на использовании разл. *ядерных моделей*, каждая из к-рых имеет целью описание определ. совокупности ядерных свойств и характеристик. Нек-рые модели, на первый взгляд, являются взаимоисключающими. Поэтому важными являются микроскопич. подходы в теории ядра, позволяющие установить пределы применимости разл. моделей, степень их совместимости друг с другом, а также оценить или вычислить, исходя из первых принципов, значения параметров, к-рые используются в моделях как феноменологические и извлекаются из данных эксперимента.

Оболочечная модель ядра предполагает, что в результате взаимодействия нуклонов друг с другом в ядре формируется общее среднее (самосогласованное) поле, описываемое оболочечным потенциалом $V_{об}(r)$, в к-ром нуклоны движутся как независимые (в первом приближении) части-

цы. Каждый из нуклонов заполняет одну из орбит, характеризуемую орбитальным моментом l (в случае сферически симметричного ср. поля), полным угл. моментом $j=l\pm{}^1/_2$ и чётностью $\pi=(-1)^l$. Энергия нуклона на орбите lj не зависит от проекции m полного момента нуклона j $(-j\leqslant m\leqslant j)$. Поэтому в соответствии с принципом Паули на каждом уровне с энергией $\mathscr{E}(nlj)$ может находиться $2j+1$ нуклонов одного сорта, образующих протонную (или нейтронную) подоболочку (nlj), где $n=1, 2,...$ — гл. квантовое число (радиальное).

Неск. близких по энергии подоболочек группируются в оболочки, отделённые друг от друга бо́льшими энергетич. интервалами. Полный момент I для k нуклонов в оболочке получается путём сложения моментов j отд. нуклонов. В заполненной оболочке моменты всех нуклонов компенсируют друг друга и допустимо только одно значение полного момента $I=0$. Подобно атомам благородных газов, обладающих заполненными электронными оболочками, ядра, состоящие из заполненных нуклонных оболочек, также характеризуются особой устойчивостью (большой уд. энергией связи). В основном и низколежащих возбуждённых состояниях ядер низшие одночастичные орбиты заполнены и образуют «инертный» остов ядра, сверх к-рого есть нек-рое число нуклонов в ближайшей незаполненной оболочке. Подобно тому как валентные электроны определяют хим. свойства атомов, спектры низших уровней и их свойства в большинстве ядер определяются «валентными» нуклонами из незаполненных оболочек.

Простейший вариант модели оболочек (одночастичная модель) представляет нечётное ядро как совокупность чётно-чётного остова в состоянии 0^+ и нечётного нуклона на орбите nlj. Тогда спин нечётного ядра в осн. состоянии равен j, а чётность $\pi=(-1)^l$. Систематика спинов и чётностей нечётных ядер позволяет определить последовательность заполнения орбит в ядрах, а также энергии этих орбит. Это дало возможность установить осн. характеристики и форму оболочечного потенциала $V_{об}(r)$. В частности, М. Гёпперт-Майер (M. Goeppert-Mayer, США) и Й. Х. Йенсеном (J. H. Jensen, ФРГ) в 1949—50 была установлена необходимость включения в оболочечный потенциал спин-орбитального взаимодействия $V_{so}(r)(ls)$. Только при учёте сильного спин-орбитального расщепления одночастичных состояний удаётся объяснить систематику спинов ядер и последовательность заполнения орбит, а также магич. числа протонов или нейтронов, отвечающие заполненным оболочкам (см. *Магические ядра*). Магич. числа (2, 8, 20, 28, 50, 82, 126) соответствуют последоват. заполнению нуклонами одного сорта оболочек:

$$(1s_{1/2});\ (1p_{3/2},\ 1p_{1/2});\ (1d_{5/2},\ 2s_{1/2},\ 1d_{3/2});$$
$$(1f_{7/2});\ (2p_{3/2},\ 1f_{5/2},\ 2p_{1/2},\ 1g_{9/2});$$
$$(2d_{5/2},\ 1g_{7/2},\ 3s_{1/2},\ 2d_{3/2},\ 1h_{11/2});$$
$$(1h_{9/2},\ 2f_{7/2},\ 2f_{5/2},\ 1i_{13/2},\ 3p_{3/2},\ 3p_{1/2}).$$

В скобках указана совокупность близких по энергии одночастичных состояний, образующих одну оболочку. Оболочки отделены друг от друга энергетич. щелью, значительно превышающей расстояние между уровнями в пределах одной оболочки (рис. 1).

Центр. часть оболочечного потенциала представляет собою потенц. яму конечной глубины, форма к-рой повторяет распределение ядерной плотности. Чаще всего в качестве оболочечного потенциала используют т. н. потенциал Саксона — Вудса:

$$V(r)=-V_0\left(1+\exp\frac{r-R}{a}\right)^{-1}$$

с $V_0\simeq 50$ МэВ. При описании связанных состояний нуклонов его можно приближённо заменить потенциалом гармонич. осциллятора или прямоуг. ямой и использовать при описании свойств ядерных состояний волновые ф-ции нуклонов для этих простых оболочечных потенциалов.

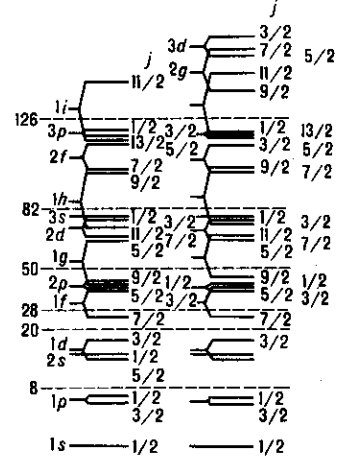


Рис. 1. Схема заполнения ядерных оболочек протонами (слева) и нейтронами (справа). Справа от уровней указаны полные угловые моменты ядра; слева — спектроскопические символы: буква отвечает определённому значению l [$l=0$ (s), 1 (p), 2 (d), 3 (f), 4 (g), 5 (h), 6 (i)]; цифра — главное квантовое число. Пунктиром отмечены магические числа заполнения оболочек.

Модель оболочек удовлетворительно описывает магн. моменты нечётных ядер, к-рые, согласно опытным данным, лежат между т. н. линиями Шмидта. Линиями Шмидта наз. зависимости магн. дипольных моментов нуклонов M от угл. момента j при данном $l=j\pm{}^1/_2$ (рис. 2). Несколько хуже описываются электрич. квадрупольные моменты ядерных состояний. Последнее связано с тем, что потенциал $V_{об}(r)$ предполагался первоначально сферически симметричным.

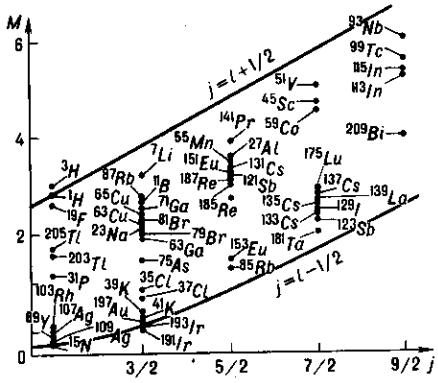


Рис. 2. Линии Шмидта для ядер с нечётным числом протонов Z.

Несферичность ядер. Ротационная модель. Особенно велики квадрупольные моменты Q ядер с $I>{}^1/_2$ в области редких земель $(150<A<190)$ и актинидов $(A>200)$. Они превышают значения, предсказываемые моделью оболочек со сферич. потенциалом $V_{об}$, в 10—100 раз. Энергии низших уровней этих ядер удовлетворяют «вращательному закону»:

$$\mathscr{E}=\frac{\hbar^2}{2J}I(I+1), \qquad (5)$$

к-рый описывает спектр вращат. уровней жёсткого симметричного волчка с моментом инерции J (см. *Вращательное движение ядра*). Состояния такого волчка с угл. моментами $I=K,\ K+1,\ K+2,\ ...$ образуют вращат. полосу, характеризуемую опрёдел. значением проекции угл. момента на ось симметрии волчка $I_3=K$. Исключение составляют полосы с $K=0$, для к-рых допустимы только чётные или только нечётные значения угл. момента I. В частности, на осн. состояниях чётно-чётных ядер базируются вращат. полосы с $K=0$ и значениями $I^\pi=0^+,\ 2^+,\ 4^+,...$ Между соседними уровнями вращат. полос имеют место сильные электрич. квадрупольные $(E2)$ γ-переходы.

Эти факты послужили основой для построения коллективной модели ядра, предложенной в 50-х гг. Дж. Рейн-

уотером, О. Бором и Б. Моттельсоном (J. Rainwater, A. Bohr, B. R. Mottelson). Согласно этой модели, ядра в указанных выше областях имеют форму эллипсоида вращения с полуосями

$$a_1=\left(1+\sqrt{\frac{5}{4\pi}}\beta\right)R,\ a_2=\left(1-\sqrt{\frac{5}{16\pi}}\beta\right)R,$$

где параметр деформации β характеризует степень несферичности ядра. Он определяет значения статических квадрупольных моментов ядер, вероятности эл.-магн. $E2$-переходов между вращат. уровнями и значения момента инерции ядра (см. *Деформированные ядра*). Согласно данным эксперимента, величина β у большинства деформированных ядер находится в пределах 0,1—0,3 (нормальная деформация). С помощью ядерных реакций с тяжёлыми ионами обнаружены возбуждённые вращат. состояния у нек-рых ядер (^{152}Dy) с большими угл. моментами $I\sim40$—60 (*высокоспиновые состояния ядер*), к-рые характеризуются чрезвычайно большой деформацией, когда отношение полуосей ядра $a_1:a_2=2:1$ или 3:2 (супердеформир. полосы). Нек-рые деформир. ядра (изотопы Os, Pt) не имеют осевой симметрии. Их низшие уровни представляют собою вращат. состояния асимметричного волчка (модель неаксиального ротатора Давыдова — Филиппова). Масштаб вращат. энергий ($\hbar^2/2J\simeq100$ кэВ) в тяжёлых деформир. ядрах таков, что момент инерции ядра в состояниях с нормальной деформацией $J\sim10^{-27}$ г·см^2. Он в 2—3 раза меньше момента инерции твёрдого эллипсоида соответствующей формы. Это означает, что не вся масса ядра участвует во вращат. движении. В супердеформир. полосах момент инерции близок к твердотельному.

Внутр. структура деформир. ядер описывается моделью оболочек с деформир. потенциалом $V_{об}(r)$ (модель Нильссона). Изучение зависимости энергии одночастичных орбит нуклонов от деформации в этой модели показывает, что в нек-рых областях периодич. системы элементов ядрам энергетически выгодно быть не сферическими, а деформированными. Величина деформации, предсказываемая теорией, в целом согласуется с экспериментом. На базе колебательных возбуждений деформир. ядра (см. *Колебательные возбуждения ядер*) возникают новые вращат. полосы (β-полоса с $K=0$ и γ-полоса с $K=2$). Перестройка заполнения одночастичных орбит в деформир. потенциале порождает возбуждённые вращат. полосы. В результате в спектрах ряда ядер можно выделить значит. число вращат. полос (до 9 в ядре ^{235}U). Отд. полосы прослежены до весьма высоких значений угл. момента $I\sim25$—30. Значит. деформацию, а также вращат. спектры имеют нек-рые относительно лёгкие ядра (напр., ^{20}Ne, ^{24}Mg). При изменении параметра деформации ядра β меняется структура оболочек. При больших β ($a_1:a_2=2:1$) одночастичные орбиты группируются в оболочки иначе, чем при нормальных деформациях, появляются новые магич. числа. Ядра, близкие к магическим (напр., ^{152}Dy), с такой деформацией относительно устойчивы и могут порождать вращат. полосы. Они были обнаружены экспериментально в виде супердеформир. полос.

Структура вращат. спектров реальных ядер отклоняется от идеального вращат. закона (5) за счёт центробежных эффектов (увеличение момента инерции ядра при возрастании вращат. момента), а также за счёт *Кориолиса сил* и др. неадиабатич. поправок. Связь движения отд. нуклонов с вращением ядра как целого сказывается на структуре вращат. состояний нечётных ядер уже при небольших значениях β и K, приводя к тому, что их энергии вместо (5) описываются ф-лой

$$\mathscr{E}=\frac{\hbar^2}{2J}\left[I(I+1)+a(-1)^{I+1/2}\left(I+{}^1/_2\right)\delta_{K,\,1/2}\right].$$

Здесь $\delta_{K,\,1/2}=0$ при $K\neq{}^1/_2$ и $\delta_{K,\,1/2}=1$ при $K={}^1/_2$, константа a — эмпирически подбираемый «параметр развязывания», характеризующий связь угл. момента нуклона и вращат. момента ядра.

Сверхтекучая модель ядра. Парные корреляции сверхпроводящего типа возникают в ядре за счёт т. н. остаточного взаимодействия между нуклонами, той части реального нуклон-нуклонного взаимодействия, к-рая не включена в самосогласованный потенциал ср. поля $V_{об}(r)$. Эмпирически отмечалась энергетич. выгодность двум нуклонам на орбите nlj образовать пару со скомпенсир. спинами, т. е. с полным моментом $I=0$. Такая пара подобна куперовской паре электронов с противоположными импульсами в *сверхпроводнике*. Притяжение между нуклонами в указанных состояниях вблизи поверхности Ферми обусловливает *сверхтекучесть атомных ядер*.

Детально сверхтекучая модель ядра разработана независимо С. Т. Беляевым и В. Г. Соловьёвым с помощью методов, аналогичных методам теории сверхпроводимости. Одним из проявлений сверхтекучести ядерного вещества может служить наличие энергетич. щели Δ между сверхтекучим и нормальным состоянием ядерного вещества. Она определяется энергией разрушения куперовской пары и составляет в тяжёлых ядрах ~1 МэВ. Со сверхтекучестью ядерного вещества связано также и отличие моментов инерции ядер от твердотельных значений. Сверхтекучая модель ядра удовлетворительно описывает моменты инерции ядер, изменение параметра деформации ядра β по мере заполнения валентной оболочки нуклонами. Сверхтекучесть ядерного вещества, приводящая к размытию ферми-поверхности, существенным образом сказывается на эл.-магн. переходах, вероятностях реакций однонуклонной (срыв, подхват) и двухнуклонной передачи (см. *Прямые ядерные реакции*).

Сверхтекучая модель предсказывает разрушение парных корреляций в ядре при достаточно больших спинах ($I\gg1$). Это явление, аналогичное разрушению сверхпроводимости сильным магн. полем, проявляется в скачкообразном возрастании момента инерции J в данной вращат. полосе при нек-ром критич. значении спина $I_{кр}\sim60$. Отчётливо это пока не обнаружено, однако при изучении высокоспиновых состояний ядер ($I\leqslant20$—30), возбуждаемых в реакциях с тяжёлыми ионами, наблюдалось немонотонное изменение J при возрастании I (обратный загиб). В районе значений спина I_B (~12—16) увеличение угл. момента I приводит не к увеличению угл. скорости вращения ω, а к её уменьшению вследствие того, что резко увеличивается момент инерции ядра J. Это изменение связано с тем, что вблизи точки I_B происходит пересечение основной вращат. полосы ядра ($K=0^+$) с возбуждённой полосой, построенной на внутр. состоянии ядра, в к-ром одна из куперовских пар на нейтронной орбите $h_{11/2}$ разрушается и спины этих двух нуклонов уже не компенсируют друг друга, а оба выстраиваются параллельно вращат. моменту. При этом меняется деформация ядра, увеличивается момент инерции, изменяются магн. характеристики ядра.

Разрушение пары обусловлено силами Кориолиса, эффект к-рых максимален для нуклонов в оболочках с большими моментами нуклонов j. Обнаружено выстраивание протонов на орбите $h_{11/2}$ и нейтронов на орбите $i_{13/2}$. Выстраивание двух пар нуклонов приводит ко второму обратному загибу и т. д. Вопрос о характере сверхтекучести ядерного вещества в супердеформир. состояниях находится в стадии исследования.

Другие модели ядра. Наряду с осн. моделями ядра используются более специализир. модели. Кластерная модель трактует структуру нек-рых ядер как своего рода молекулу, состоящую из α-частиц, дейтронов (d), *тритонов* (t) и др. Напр., ^{12}C=3α, ^{16}O=4α, ^{6}Li=α+d, ^{7}Li=α+t и т. д. (см. *Нуклонных ассоциаций модель*). *Статистическая модель ядра* описывает свойства и характеристики высоковозбуждённых состояний ядер, такие, как плотность уровней, темп-ра и т. п.

В модели взаимодействующих бозонов предполагается, что в низших состояниях чётно-чётного ядра нуклоны объединяются в S- и D-пары (с моментами 0 и 2), к-рые приближённо можно трактовать как идеальные s- и d-бозоны. Число этих бозонов равно половине числа валентных нуклонов. В этой модели спектр низших коллек-

тивных состояний ядра формируется в результате взаимодействия между бозонами. Более рафинированные варианты данной модели включают в себя s-, d-, g-, ... бозоны, а также сопоставляют разные бозоны протонным и нейтронным пáрам. Модель взаимодействующих бозонов позволяет описывать наряду с вращат. и колебат. спектрами также спектры более сложной структуры, характерные для ядер, переходных от сферических ядер к деформированным. Обоснование ядерных моделей и более детальные расчёты свойств ядер производятся с помощью т. н. микроскопич. методов (Хартри — Фока метод, метод случайной фазы, теория конечных ферми-систем и т. д.).

Лит.: Давыдов А. С., Теория атомного ядра, М., 1958; Мухин К. Н., Экспериментальная ядерная физика, 5 изд., кн. 1—2, М., 1993; Мигдал А. Б., Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер, 2 изд., М., 1983; Бор О., Моттельсон Б., Структура атомного ядра, пер. с англ., т. 1—2, М., 1971—77; Ситенко А. Г., Тартаковский В. К., Лекции по теории ядра, М., 1972; Широков Ю. М., Юдин Н. П., Ядерная физика, 2 изд., М., 1980; Айзенберг И., Грайнер В., Модели ядер, коллективные и одночастичные явления, пер. с англ., М., 1975; их же, Микроскопическая теория ядра, пер. с англ., М., 1976; Рейнуотер Дж., Как возникла модель сфероидальных ядер, пер. с англ., «УФН», 1976, т. 120, в. 4, с. 529; Бор О., Вращательное движение в ядрах, пер. с англ., там же, с. 543; Моттельсон Б., Элементарные виды возбуждения в ядрах, пер. с англ., там же, с. 563; Соловьев В. Г., Теория атомного ядра. Ядерные модели, М., 1981; Михайлов В. М., Крафт О. Е., Ядерная физика, Л., 1988; Немец О. Ф. и др., Нуклонные ассоциации в атомных ядрах и ядерные реакции многонуклонных передач, К., 1988.

Ю. Ф. Смирнов.

ЯКОБИА́Н (определитель Якоби) — функциональный определитель спец. вида, составленный из частных производных 1-го порядка. Пусть заданы m ф-ций

$$x_i=\varphi_i(t_1,\dots,t_m,t_{m+1},\dots,t_n),$$

$i=1,2,\dots,m$, имеющих частные производные 1-го порядка по переменным $t_1,t_2,\dots,t_m$, тогда Я. этих ф-ций называют определитель вида

$$\begin{vmatrix} \frac{\partial\varphi_1}{\partial t_1} & \frac{\partial\varphi_1}{\partial t_2} & \dots & \frac{\partial\varphi_1}{\partial t_m} \\ \frac{\partial\varphi_2}{\partial t_1} & \frac{\partial\varphi_2}{\partial t_2} & \dots & \frac{\partial\varphi_2}{\partial t_m} \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ \frac{\partial\varphi_m}{\partial t_1} & \frac{\partial\varphi_m}{\partial t_2} & \dots & \frac{\partial\varphi_m}{\partial t_m} \end{vmatrix},$$

кратко обозначаемый символом

$$\frac{D(\varphi_1,\varphi_2,\dots,\varphi_m)}{D(t_1,t_2,\dots,t_m)}.$$

Модуль Я. характеризует растяжение (сжатие) элементарного объёма при переходе от переменных $x_1,x_2,\dots,x_m$ к переменным $t_1,t_2,\dots,t_m$. Назван по имени К. Якоби (C. Jacobi), впервые изучившего его свойства и применение.

Лит.: Кудрявцев Л. Д., Математический анализ, 2 изд., т. 1—2, М., 1973; Ильин В. А., Позняк Э. Г., Основы математического анализа, 4 изд., ч. 1—2, М., 1980—82; Никольский С. М., Курс математического анализа, 4 изд., т. 2, М., 1991.

В. А. Ильин.

ЯНА — ТЕ́ЛЛЕРА ЭФФЕ́КТ — совокупность явлений, обусловленных взаимодействием электронов с колебаниями атомных ядер в молекулах или твёрдых телах при наличии вырождения электронных состояний. Это взаимодействие приводит либо к возникновению локальных деформаций, к-рые в твёрдых телах могут способствовать *структурным фазовым переходам* (статич. Я. — Т. э.), либо к образованию связанных электрон-колебательных (вибронных) состояний (динамич. Я. — Т. э.). Объяснение Я. — Т. э. основано на теореме, сформулированной и доказанной Г. Яном (H. Jahn) и Э. Теллером (E. Teller) в 1937, согласно к-рой любая конфигурация атомов или ионов (за исключением линейной цепочки), где есть вырожденное осн. состояние электронов, неустойчива относительно деформаций, понижающих её симметрию (имеется в виду вырождение, отличное от двукратного спинового). Я. — Т. э. проявляется в оптич. спектрах, при распространении УЗ в среде, в спектрах *электронного парамагнитного резонанса* и др. (см. также *Вибронное взаимодействие*).

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Квантовая механика, 4 изд., М., 1989; Ян Г. А., Теллер Э., Устойчивость многоатомных молекул с вырожденными электронными состояниями, в кн.: Нокс Р., Голд А., Симметрия в твердом теле, пер. с англ., М., 1970, с. 209; Берсукер И. Б., Полингер В. З., Вибронные взаимодействия в молекулах и кристаллах, М., 1983.

К. И. Кугель.

ЯНГА — МИ́ЛЛСА ПОЛЯ́ — *векторные поля*, реализующие присоединённое представление полупростой компактной группы Ли (см. *Представление группы*) и обеспечивающие инвариантность теории относительно *калибровочных преобразований*. Впервые введены Ч. Янгом (Ch. Yang) и Р. Миллсом (R. Mills) в 1954, исходя из требований инвариантности действия относительно изотопических преобразований с фазой, зависящей от координат

$$\psi(x)\to\exp\{g\tau^a\alpha^a(x)\}\psi(x), \qquad (*)$$

где $\psi(x)$ — поле нуклонов, а τ^a — *генераторы группы* $SU(2)$.

При бесконечно малых преобразованиях (*) само Я. — М. п. изменяется след. образом:

$$A^a_\mu(x)\to A^a_\mu(x)-g\,t^{abc}A^b_\mu(x)\alpha^c(x)+\partial_\mu\alpha^a(x),$$

где t^{abc} — структурные константы группы.

Впоследствии термин «Я. — М. п.» был распространён на все *калибровочные поля*, связанные с полупростыми компактными группами Ли.

А. А. Славнов.

ЯНСКИЙ (Ян) — внесистемная единица спектральной поверхностной плотности потока излучения. Названа по имени К. Янского (K. Jansky). Применяется в радиоастрономии. 1 Ян $=10^{-26}$ Вт/(м$^2\cdot$Гц).

ЯРКОМЕ́Р — *фотометр* для измерения *яркости*. Оптич. схемы Я. с физ. приёмниками излучения показаны в ст. *Фотометр* на рис. *в* и *г*. В Я., построенном по первой из этих схем, изображение светящегося тела (источника И) создаётся в плоскости диафрагмы D, ограничивающей размеры фотометрируемой части этого тела. Постоянство чувствительности такого Я. при перемещении объектива обеспечивается апертурной диафрагмой D_a, неподвижной относительно D. В более простом Я., построенном по второй схеме (рис. *г*), фотометрируемый пучок лучей ограничивают габаритная *диафрагма* $D_г$ и входной зрачок приёмника П. Диафрагма $D_г$ располагается вблизи светящегося тела или (при фотометрировании больших объектов) на нек-ром удалении от него. Простейшим визуальным Я. (эквивалентная оптич. схема к-рого соответствует рис. *в*) является глаз человека. Промышленностью выпускаются фотометры, с помощью к-рых измеряют яркость постоянных и импульсных источников, визуальный фотометр для измерения т. н. эквивалентной яркости, встроенные в фотоаппараты и отд. фотографич. Я. (экспонометры), яркостные пирометры и др.

Лит. см. при ст. *Фотометрия*.

А. С. Дойников.

ЯРКОСТИ КОЭФФИЦИЕ́НТ — отношение *яркости* тела в нек-рой точке и в заданном направлении к яркости (при одинаковых условиях освещения) совершенного отражающего рассеивателя, т. е. рассеивателя, яркость к-рого одинакова во всех направлениях, а *отражения коэффициент* равен 1. Понятие «Я. к.» относится к излучению, оцениваемому как в энергетических, так и в *световых единицах*; обозначается соответственно β_e, β_v (или в обоих случаях β).

Д. Н. Лазарев.

ЯРКОСТНАЯ ТЕМПЕРАТУ́РА ($T_я$, $T_в$) — параметр, характеризующий спектральную плотность потока излучения тел, имеющих непрерывный спектр. Я. т. равна температуре абсолютно чёрного тела того же угл. размера Ω, что и излучающее тело, и дающего такой же поток излучения на данной длине волны λ. В общем случае Я. т. определяется по ф-ле Планка. В спектральной области, где применим *Рэлея — Джинса закон излучения*, $T_я=\lambda^2F_\lambda/(2k\Omega)$, где F_λ — спектральная плотность потока излучения на волне λ.

В случае теплового излучения Я. т. связана с термодинамич. темп-рой излучающего тела T соотношением $T_я = T(1-\exp[-\tau(\lambda)])$, где $\tau(\lambda)$ — оптич. толща. Если на данной длине волны излучающее тело непрозрачно ($\tau \gg 1$), то Я. т. равна T. Для прозрачных излучающих тел $T_я < T$. Понятие «Я. т.» применяют при изучении Солнца, звёзд, газовых туманностей, межзвёздной среды, планет и др. космич. объектов. Примеры: Я. т. Солнца на волне $\lambda = 4500$ Å ок. 6200 К, на волне $\lambda = 6500$ Å ок. 6000 К. Собств. излучение областей нейтрального водорода межзвёздной среды соответствует $T_я \approx 100$ К (для $\lambda = 21$ см). Для Венеры $T_я \approx 600$ К ($\lambda = 3{,}15$ см), для Юпитера $T_я \approx 200$ К ($\lambda = 8$—14 мкм). Я. т. источников нетеплового излучения могут быть очень велики; напр., Я. т. пульсаров достигают 10^{31} К. *К. В. Бычков.*

ЯРКОСТЬ (L) — поверхностно-пространственная плотность *светового потока*, исходящего от поверхности; равна отношению светового потока $d\Phi$ к *геометрическому фактору* $d\Omega dA\cos\theta$:

$$L = d\Phi / d\Omega dA\cos\theta.$$

Здесь $d\Omega$ — заполненный излучением телесный угол, dA — площадь участка, испускающего или принимающего излучение, θ — угол между перпендикуляром к этому участку и направлением излучения. Из общего определения Я. следует два практически наиболее интересных частных определения: 1) Я. — отношение силы света dI элемента поверхности к площади его проекции, перпендикулярной рассматриваемому направлению: $L = dI/dA\cos\theta$. 2) Я. — отношение освещённости dE в точке плоскости, перпендикулярной направлению на источник, к элементарному телесному углу, в к-ром заключён поток, создающий эту освещённость:

$$L = dE/d\Omega\cos\theta.$$

Я. измеряется в кд $\cdot$ м$^{-2}$. Из всех световых величин Я. наиболее непосредственно связана со зрительными ощущениями, т. к. освещённости изображений предметов на сетчатке глаза пропорциональны Я. этих предметов. В системе *энергетических фотометрических величин* аналогичная Я. величина наз. энергетической яркостью и измеряется в Вт $\cdot$ ср$^{-1}\cdot$ м$^{-2}$. *Д. Н. Лазарев.*